МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ІВАНО-ФРАНКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ НАФТИ І ГАЗУ

На правах рукопису

Мандра Андрій Анатолійович

,052(04
620.179.1 + УДК 622.691.4.~~002.5~~
М23

АКУСТИЧНИЙ КОНТРОЛЬ НАПРУЖЕНО-ДЕФОРМОВАНОГО СТАНУ ОБВ'ЯЗКИ АГРЕГАТІВ ГАЗОКОМПРЕСОРНИХ СТАНЦІЙ

Спеціальність 05.11.13 - Прилади і методи контролю та визначення складу речовин

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук

Науковий керівник:
кандидат технічних наук,
доцент Лютак Зіновій Петрович.

Івано-Франківськ – 2006

ЗМІСТ

ВСТУП 3
РОЗДІЛ 1 АНАЛІЗ МЕТОДІВ І ЗАСОБІВ КОТРОЛЮ ТЕХНІЧНОГО СТАНУ ТРУБОПРОВОДІВ 9
1.1 Загальні положення 9
1.2 Аналіз технічного стану діючих трубопроводів 11
1.2.1 Критерії оцінки працездатності трубопровідних конструкцій 11
1.2.2 Оцінка напружено-деформованого стану трубопроводів 13
1.2.3 Методи розрахунку напружено-деформованого стану 16
1.4 Аналіз існуючих методів неруйнівного контролю технічного стану трубопроводів 20
1.5 Аналіз методів та засобів акустичного контролю 21
1.5.1 Акустичні методи неруйнівного контролю 21
1.5.2 Методи моделювання первинних перетворювачів 24
1.5.3 Вплив нелінійності параметрів акустичних хвиль на вимірювання 25
1.6 Постановка задач досліджень 27
РОЗДІЛ 2 РОЗРОБКА МАТЕМАТИЧНОЇ МОДЕЛІ ПОШИРЕННЯ ПЛАСТИНЧАТИХ УЛЬТРАЗВУКОВИХ ХВИЛЬ 29
2.1 Загальні положення 29
2.1.1 Основні поняття теорії поширення пластинчатих ультразвукових хвиль 30
2.1.2 Вибір мод пластинчатих ультразвукових хвиль для проведення неруйнівного котролю 34
2.2 Поширення ультразвукових пластинчатих хвиль 37
2.2.1 Плоска хвиля в нескінченному пружному просторі 37
2.2.2 Плоска хвиля в двохвимірному середовищі 46
2.2.3 Визначення граничних умов поширення ультразвукових хвиль на межі розділу двох середовищ 50
2.2.4 Аналіз хвильового поля при критичних кутах поширення хвиль 56
2.2.5 Поширення ультразвуку в багатошаровій системі 59
2.3 Розв'язок багатошарової системи методом матриці передаточних коефіцієнтів 63
2.4 Загасання амплітуди при поширенні ультразвукових хвиль вздовж шару 67
2.5 Визначення напружено-деформованого стану пружних тіл 72
2.6 Проведення обчислення розробленої моделі поширення ультразвуку 76
Висновки до розділу 84
РОЗДІЛ 3 УДОСКОНАЛЕННЯ ПРИСТРОЮ КОНТРОЛЮ НАПРУЖЕНО-ДЕФОРМОВАНОГО СТАНУ ТЕХНОЛОГІЧНИХ ТРУБОПРОВОДІВ 86
3.1 Загальні положення 86
3.2 Розробка схеми ультразвукового пристрою контролю експлуатаційних параметрів трубопроводів 87
3.3 Визначення частоти коливань чутливого елемента. 90
3.3.1 Загальні вимоги проектування чутливого елемента 90
3.3.2 Конструювання схеми проведення високоточного вимірювання частоти чутливого елемента 92
3.3.3 Обґрунтування методу обробки отриманих результатів вимірювань. 93
3.4 Побудова функціональної схеми термочутливості первинного перетворювача. 96

3.5 Математична модель впливу температури на частотні характеристики чутливого елемента 98
3.5.1 Визначення експериментальних залежностей впливу температури чутливого елемента на його частотні властивості 98
3.5.2 Вивід загального рівняння температурного впливу на частотні характеристики первинного перетворювача 100
3.5.3 Температурне фільтрування 101
3.5.4 Вплив використання термофільтрування на частотні властивості давача. 102
3.5.5 Температурне регулювання. 104
3.5.6 Термокомпенсація. 106
3.6 Аналіз процесу зміни фізичних характеристик кварцової пластини в часі. 107
3.7 Оцінка похибки розробленого пристрою і результатів контролю експлуатаційних параметрів діючого газопроводу 110
3.7.1 Аналіз інструментальних похибок розробленого пристрою 110
3.7.2 Аналіз методичних похибок розробленої методики 122
Висновки до розділу 123

РОЗДІЛ 4 ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ АКУСТИЧНОГО МЕТОДУ КОНТРОЛЮ НАПРУЖЕНО-ДЕФОРМОВАНОГО СТАНУ ТЕХНОЛОГІЧНИХ ТРУБОПРОВОДІВ 125
4.1 Визначення напрямку поширення ультразвукових хвиль 125
4.2 Підготовка до проведення вимірювання швидкості пластинчатих ультразвукових хвиль 126
4.2.1 Апроксимація результатів розрахунку моделі поширення ультразвукових пластинчатих хвиль 126
4.2.2 Обчислення кутової фазової швидкості пластинчатих хвиль для труби діаметром 720 мм 128
4.3 Вибір зразків для контролю напружено-деформованого стану металу 130
4.4 Визначення характеристик чутливого елемента для проведення тензометричних вимірювань 131
4.5 Порядок проведення вимірювання величини напружено-деформованого стану матеріалу зразків у лабораторних умовах 133
4.6 Порівняльний аналіз результатів досліджень напружено – деформованого стану трубної сталі 134
Висновки до розділу 138

РОЗДІЛ 5 ПРОВЕДЕННЯ НАТУРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ ЕКСПЛУАТАЦІЙНИХ ПАРАМЕТРІВ ДІЮЧИХ ГАЗОПРОВОДІВ 139
5.1 Підготовка трубопроводу для контролю 139
5.2 Технологія контролю 140
5.3 Результати контролю величини напружень газопроводів газокомпресорних станцій 143
Висновки до розділу 145

ОСНОВНІ ВИСНОВКИ ТА РЕКОМЕНДАЦІЇ 147

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ 149

ДОДАТКИ 157

ВСТУП

Актуальність теми. Трубопровідний транспорт є однією з основних складових енергетичної галузі країни. Поряд із магістральними газопроводами, що переносять основну масу пального, в галузі експлуатуються трубопроводи різних діаметрів, які відіграють не менш важливу роль. Це трубопроводи обв'язки перекачуючих компресорних станцій, газосховищ, тощо. Зважаючи на велику різноманітність трубопроводів та область застосування, вони піддаються внутрішнім і зовнішнім деструктивним чинникам впливу різного характеру та інтенсивності. Різноманітність деструктивного впливу призводить до зміни властивостей металу трубопроводів, що лімітує термін їх експлуатації до нормативних значень і не забезпечує використання їх повного ресурсу. В окремих випадках навіть протягом нормативного терміну експлуатації трубопроводів не забезпечується їх надійна робота, наприклад, при зсуві ґрунту, підвищених темпах корозій, тощо. Об'єктами газотранспортної мережі, які найбільше піддаються різного роду деструктивним чинникам впливу, є компресорні станції.

Компресорні станції газотранспортної мережі є складним комплексом інженерних споруд, основною ланкою якого є газопроводи, що конструктивно складаються з прямолінійних, пружно-викривлених ділянок, а також зварних колін і трійникових з'єднань труб. Тому, не дивлячись на зовнішню конструктивну простоту газопроводів, вони працюють в умовах складного напруженого стану під дією навантажень з випадковим характером, зміною цих навантажень по довжині. Статистичні дані з надійності вітчизняних і зарубіжних магістральних трубопроводів показують, що на компресорних станціях (КС), несучими елементами яких є труби великого діаметру, з'єднані в окремі вузли відводи, трійникові з'єднання труб, кранові переходи, мають місце відмови й аварійні ситуації, що можуть завдати величезних матеріальних збитків і непоправної шкоди довкіллю. Враховуючи факт, що переважна частина газопроводів компресорних станцій експлуатується понад встановлений термін, проблема забезпечення надійної експлуатації газопроводів у повному об'ємі не вирішена, тому розробка методу

контролю властивостей трубних сталей в експлуатаційних умовах є актуальною задачею.

Як показують дослідження ряду науково-виробничих організацій, провідних дослідних інститутів і вищих технічних навчальних закладів, в тому числі Івано-Франківського національного технічного університету нафти і газу, визначення напружено-деформованого стану газопроводів в експлуатаційних умовах є досить складною задачею. Використання існуючих методів для забезпечення якісного контролю міцнісних параметрів технологічних трубопроводів компресорних станцій є недостатнім. Оцінка міцнісних характеристик металу газопроводів на основі експериментальних досліджень напружено-деформованого стану (НДС) в зонах концентрації напружень із врахуванням умов і режимів спрацювання конструкцій є основою для розробки нових методів і засобів контролю. Вищесказане робить актуальним проведення досліджень, які пов'язані з вдосконаленням і розробкою більш ефективних методів неруйнівного контролю міцнісних характеристик металу труб великого діаметру компресорних станцій, найбільш раціональним з яких є ультразвуковий метод.

Зв'язок з науковими програмами, планами, темами. Вибраний напрямок досліджень є складовою частиною тематичного плану Івано-Франківського національного технічного університету нафти і газу та базується на результатах науково-дослідної теми № 286/04 згідно договору з Управлінням магістральних газопроводів "Черкаситрансгаз "Контроль напружено-деформованого стану обв'язки технологічних трубопроводів компресорних станцій "КС-37Б, м. Бар", КС "Тальне", КС "Кременчук", номер державної реєстрації в УкрНДІНТІ 0104U0050000 та наукової тематики 267/05 "Контроль напружено-деформованого стану магістральних газопроводів на підприємствах ДК "Укртрансгаз", номер державної реєстрації в УкрНДІНТІ 0105U004995. Автор приймав участь у виконанні даних тем при розробці методу і технічного засобу контролю технічного стану магістральних газопроводів.

Мета задачі досліджень. Метою роботи полягає в обґрунтуванні та розробленні методу та засобу контролю технічного стану технологічних

трубопроводів компресорних станцій в експлуатаційних умовах шляхом підвищення достовірності результатів і ефективності контролю.

Для досягнення поставленої мети в роботі необхідно розв'язати наступні задачі:

– провести теоретичний аналіз методів і засобів неруйнівного контролю технічного стану трубопроводів та проаналізувати деструктивні фактори, що впливають на зміну технічних характеристик газопроводів компресорних станцій в експлуатаційних умовах;

– розробити математичну модель поширення та загасання пластинчатих ультразвукових хвиль у пружному середовищі, яка дозволяє однозначно визначати умови генерування та поширення цих хвиль залежно від фізико-механічних параметрів газопроводів КС;

– розробити програмне забезпечення обчислення математичної моделі поширення пластинчатих хвиль;

– розробити метод контролю НДС складних ділянок газопроводів з врахуванням фактичних навантажень і фізико-механічних характеристик металу труб і отримати залежність, яка пов'язує величину напружень у середовищі поширення ультразвукових пластинчатих хвиль із зміною величини їх групової швидкості;

– розробити технічний пристрій контролю НДС для визначення групової та фазової швидкості поширення пластинчатих хвиль, зменшити температурну залежність чутливого елементу первинного перетворювача, проаналізувати загальну похибку контролю;

– провести за допомогою розробленого методу та пристрою лабораторні та натурні дослідження НДС трубопроводів КС для визначення їх залишкового ресурсу.

Об'єкт дослідження. Газопроводи компресорних станцій .

Предмет дослідження. Методи та засоби акустичного неруйнівного контролю.

Методи дослідження. Вирішення поставлених задач досягнуто шляхом аналізу літературних джерел, проведення теоретичних і експериментальних досліджень, аналізу фактичного матеріалу, отриманого в результаті виробничих випробувань,

методи дослідження якого базуються на положеннях математичного моделювання та теорії статистичних вимірювань, методів раціонального планування експериментів, теорії ймовірності та прикладної статистики. Розробка технічних засобів здійснювалась з використанням методів схемо- та системотехніки. Для моделювання роботи п'єзоелектричних перетворювачів використовувався метод кінцевих елементів.

Наукова новизна отриманих результатів:

- вперше розроблено математичну модель, яка описує хвильові параметри пластинчатих хвиль в багатошаровому середовищі, що дозволяє однозначно визначити умови їх генерування та поширення у відповідності до значень геометричних та фізико-механічних характеристик досліджуваного середовища, групові та фазові швидкості симетричних та асиметричних мод цих хвиль та величину загасання їх амплітуди;
- вперше розроблений метод інтегральної оцінки НДС газопроводів на складних та труднодоступних ділянках з врахуванням фактичних навантажень і фізико-механічних характеристик металу труб, отримано аналітичну залежність, яка пов'язує величину напруження у середовищі поширення ультразвукових пластинчатих хвиль із зміною величини їх групової швидкості, що є основою для визначення існуючих напружень трубопроводів компресорних станцій і оцінки їх залишкового ресурсу;
- удосконалено метод виключення впливу температури на амплітудно-частотну характеристику первинного перетворювача, що дало можливість підвищити точність контролю.

Практичне значення отриманих результатів полягає в тому, що розроблений пристрій контролю напружень у технологічних трубопроводах компресорної станції, який реалізовує запропонований метод з використанням розробленого програмного забезпечення мовою С++, дає можливість визначити міцнісні характеристики металу газопроводів на основі теоретичних та експериментальних досліджень напружено-деформованого стану (НДС) в зонах їх концентрації із врахуванням умов та режимів навантаження конструкцій для попередження аварійних ситуацій.

Проведено контроль напружено-деформованого стану газопроводів на компресорних станціях м. Кременчука, м. Тальне, м. Бара. Результати оцінки НДС і розроблені рекомендації представлені в Управління магістральних газопроводів "Черкаситрансгаз".

Теоретичні та практичні результати роботи використовуються у навчальному процесі при курсовому та дипломному проектуванні для студентів спеціальності 7.090903 – "Прилади та системи неруйнівного контролю" з дисципліни "Акустичний контроль".

Особистий внесок здобувача.

Основні положення та результати дисертаційної роботи, які виносяться на захист, одержані автором самостійно.

Автором проведений теоретичний аналіз методів і засобів неруйнівного контролю технічного стану трубопроводів та проаналізовані деструктивні фактори, що впливають на зміну технічних характеристик газопроводів компресорних станцій в експлуатаційних умовах, досліджені найбільш інформативні параметри, які визначають зміну цих технічних характеристик, вибраний перспективний акустичний метод контролю. Автором проаналізовано початкові та граничні умови утворення акустичного поля пластинчатою хвилею у пружному середовищі, розроблено алгоритм знаходження параметрів цього поля. У роботах, написаних у співавторстві, здобувачу належить: [41] – розроблення конструкції ультразвукового первинного перетворювача для генерування та приймання пластинчатих хвиль, отримання залежності групової швидкості ультразвукових пластинчатих хвиль від величини НДС; [48] – отримання рівняння, що описує хвильове поле створене пластинчатою хвилею у пластині, розроблення алгоритму, побудова графіків групової та фазової швидкостей для чотирьох мод у стінці газопроводу; [50] – розроблення структури пристрою для вимірювання швидкості ультразвуку; [40] – розроблення функціональної схеми термочутливості первинного перетворювача; [45] – удосконалення методу термокомпенсації роботи кварцового чутливого елемента; [42] – виведення залежності між величиною напруження та швидкістю поширення пластинчатої ультразвукової хвилі; [43] - метод визначення напружень в стінках

газопроводів; [47] – аналіз та удосконалення ультразвукового методу проведення натурних досліджень НДС металу газопроводів.

Апробація результатів дисертації.

Основні теоретичні та експериментальні результати обговорювались на науково – технічних конференціях: 4-й міжнародній конференції "Неруйнівний контроль - 2003" (ІЕЗ ім. Є.О.Патона НАН України, м. Київ), "Приладобудування 2006: стан і перспективи" (м. Київ, 2006 р.); "Приладобудування 2004: стан і перспективи" (м. Київ, 2004 р.); 8-й Міжнародній науково-практичній конференції "Нафта і газ України - 2004" (м. Судак, АР Крим, 2004 р.), X Міжнародній конференції "Леотест -2005"(м. Славськ, Львівської області); XXII Міжнародній міжвузівській школі-семінарі " Методи і засоби технічної діагностики" (м. Івано-Франківськ 2005 р.); 4-й науково-технічній конференції і виставці "Сучасні прилади, матеріали і технології для неруйнівного контролю і технічної діагностики промислового обладнання" (м. Івано-Франківськ, 2005 р.); 5-й національній науково-технічній конференції і виставці "Неруйнівний контроль та технічна діагностика" (Київ, 2006 р.).

Публікації. Результати роботи опубліковані у 7 статтях фахових наукових журналів, в т. ч. 1 - одноосібно і збірників наукових праць, у 4 матеріалах і тезах н/т конференцій, одному патенті України.

Структура та обсяг дисертації. Дисертація складається із вступу, п'яти розділів, висновків, списку використаних джерел, що налічує 96 найменувань і додатків. Основний зміст дисертації викладено на 232 сторінках. Робота містить 23 таблиці, 72 рисунка і 16 додатків, які займають 75 сторінок.

РОЗДІЛ 1
АНАЛІЗ МЕТОДІВ І ЗАСОБІВ КОТРОЛЮ ТЕХНІЧНОГО СТАНУ ТРУБОПРОВОДІВ

1.1 Загальні положення

Проблема забезпечення надійності газопровідних систем актуальна з моменту їх створення. Традиційно в рамках цієї проблеми розглядаються питання конструктивної надійності газопроводів як складної технічної системи та їх функціональної належності з точки зору забезпечення режимних параметрів перекачування газу. В умовах експлуатації протяжних магістралей великого діаметру і підвищення в них робочого тиску особливого значення набувають питання забезпечення міцності й довговічності технологічних трубопроводів компресорних станцій як основних і найбільш складних вузлів всієї перекачуючої системи. Складність проблеми зумовлюється природнокліматичними умовами, конструктивними особливостями і режимами навантаження при тривалому терміні експлуатації конструкції. Аналіз причин відмов технологічних трубопроводів показує, що до факторів, які не враховуються традиційними методами контролю, відносяться статичний і динамічний режим навантаження технологічних трубопроводів з наявністю пружних деформацій, які виникають у зонах концентрації напружень. При цьому характерними місцями руйнування в процесі експлуатації є дефекти основного металу і зварних з'єднань, а також зони спряження елементів трубопроводу з колектором, що ускладнює використання традиційних методів контролю повною мірою, рис. 1.1.

У сучасних методиках контролю технічного стану труб використовуються такі неруйнівні методи, як рентгенівський, магнітний, тензометричний, вихрострумовий, акустоемісійний. Проте найбільш продуктивним у використанні й інформативним методом неруйнівного контролю є ультразвуковий. Загальними ознаками відомих методик з використанням ультразвуку є визначення швидкості або часу поширення об'ємної ультразвукової хвилі в точці вимірювання (рис. 1.2а).

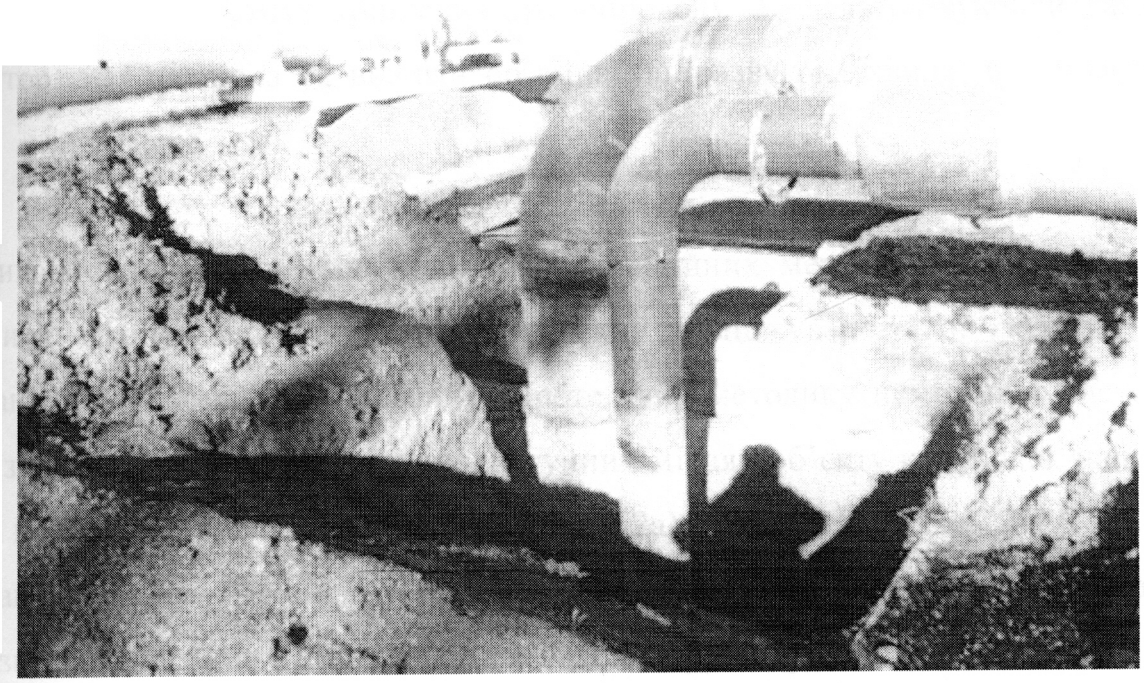


Рис. 1.1 Небезпечна ділянка газопроводу КС.

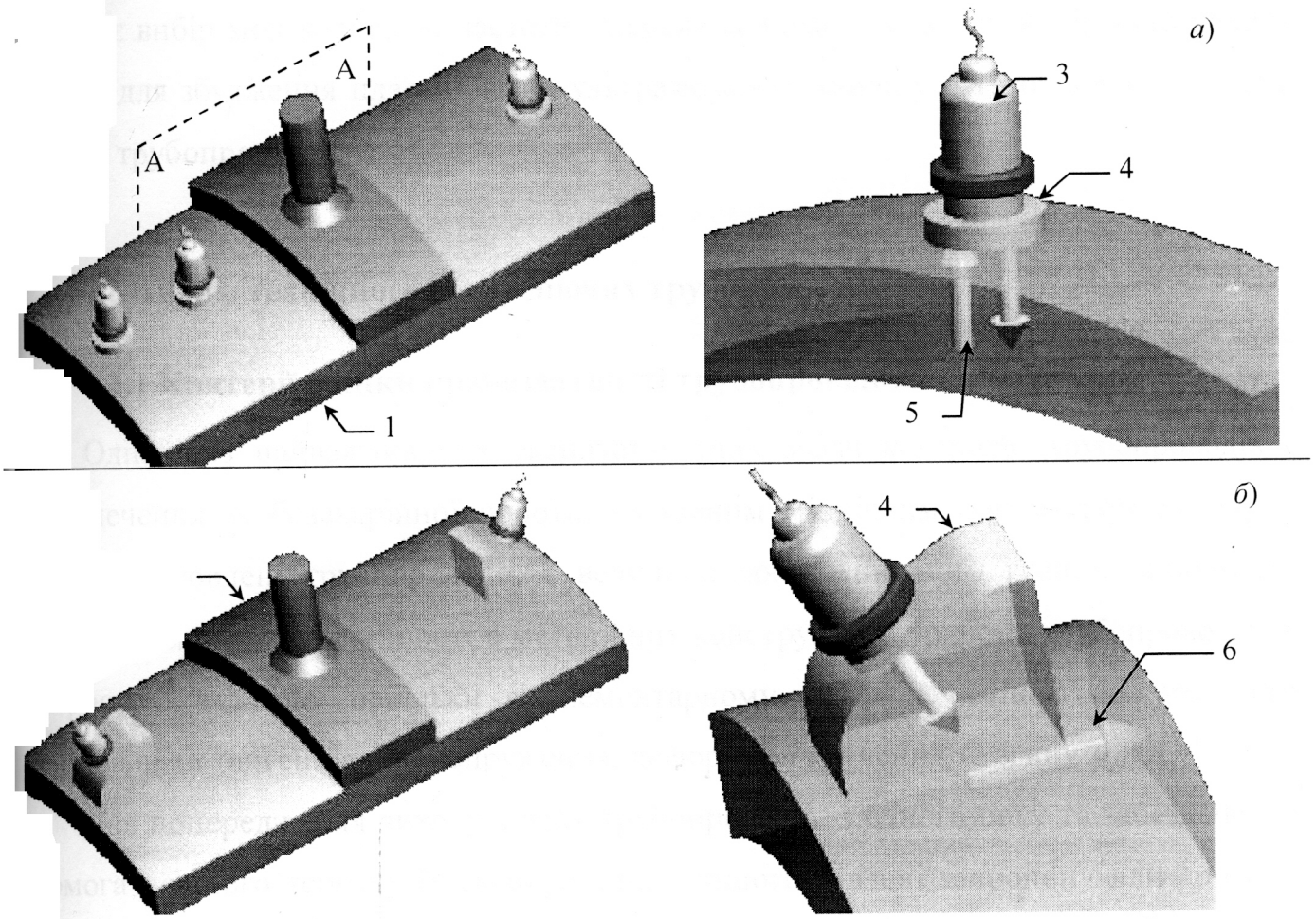


Рис. 1.2 Проведення вимірювань швидкості ультразвуку двома способами:

а) проведення вимірювання швидкості об'ємної хвилі, б) проведення вимірювання швидкості пластинчатої хвилі,

1 – труба, 2 – хомут кріплення трубопроводу, 3 – ультразвуковий давач, 4 – протектор, 5 – падаюча та відбита об'ємна ультразвукова хвиля, 6 – пластинчата хвиля.

Використовуючи об'ємну хвилю в традиційних методах контролю, можна визначити фізико-механічні характеристики досліджуваного об'єкту на основі отриманих результатів вимірювання. Проте дану методику неможливо застосувати при визначенні напружень у труднодоступних місцях об'єкту контролю, наприклад, у місці кріплення труби хомутом тощо (рис. 1.2а).

Дану задачу можна успішно вирішити, використовуючи пластинчаті ультразвукові хвилі, які поширюються вздовж труби (рис. 1.2б). В цьому випадку стінка труби виконує роль хвилеводу ультразвукової хвилі. Не вирішеним у даній задачі є вибір мод коливань, частоти джерела коливань, а також вибір кута нахилу давача для збудження пластинчатих ультразвукових хвиль у багатошаровій системі, якою є трубопровід.

1.2 Аналіз технічного стану діючих трубопроводів

1.2.1 Критерії оцінки працездатності трубопровідних конструкцій

Однією із найважливіших експлуатаційних задач контролю трубопроводів є забезпечення їх безаварійної роботи. Основним міцнісним параметром металу, з якого виготовлені трубопроводи, є величина досягнення ним границі плинності. Визначення границі плинності в металічних конструкціях, зокрема трубопроводах, є непростою задачею, оскільки в елементарному об'ємі їх стінок можуть діяти нормальні та тангенціальні напруження, деформації кручення та згину тощо.

Для попередження виходу з ладу трубопроводів, з одного боку та забезпечення якомога довшого терміну їх експлуатації, з іншого, і вчені запропонували критерії визначення втрати стійкості елементів металічних конструкцій. Кількісне

визначення ступеня наближення досліджуваного об'єкту до одного з таких критеріїв дасть нам достатньо повну відповідь на питання продовження подальшої його експлуатації:

- критерій максимальних головних напружень (критерій Ренкіна) припускає, що конструкція виходить з ладу, коли максимальні головні напруження досягають величини границі пропорційності матеріалу при простому розтягу [86]. Цей критерій не можна застосовувати, так як під дією зсувних компонентів прикладеного напруження розвивається пластична деформація, тобто існує різниця головних напружень;
- критерій максимальних дотичних напружень або напіврізниці головних напружень (критерій Геста і Треска) припускає, що конструкції виходять із ладу, якщо максимальне дотичне напруження при складному напруженому стані досягло границі плинності матеріалу при простому розтягу після границі пропорційності [83];
- критерій накопичення енергії деформування (критерій Хейга) припускає, що (оскільки при напруженнях, що є меншими границі пропорційності деформації є зворотними) енергія деформування, накопичена при граничному напруженні, повинна бути однозначною функцією, що не залежить від системи напружень. Іншими словами, накопичена в одиниці об'єму енергія деформування, що виводить конструкцію з ладу, дорівнює енергії деформування на границі пружності в умовах одноосного розтягу [83];
- критерій енергії зсувної деформації (критерій Мизеса і Генки) припускає, що конструкція виходить з ладу, якщо енергія зсувної деформації в складному напруженому стані дорівнює енергії деформації при одноосному розтягу [71];
- критерій максимальних головних деформацій (критерій Сан-Венана) припускає, що максимальна деформація $\varepsilon_м$ при складному напруженому стані зв'язана із головними напруженнями σ_1, σ_2, σ_3, модулем пружності E та коефіцієнтом Пуассона ν таким співвідношенням:

$$\varepsilon_{м} = (\sigma_1 - \nu\sigma_2 - \nu\sigma_3) / E \,. \qquad (1.1)$$

Наведені основні положення механіки руйнувань дають теоретичний базис для подальшого уточнення вибору параметрів контролю технічного стану трубопроводів. Для того, щоб ними скористатись, потрібно визначити величини напружень, що діють у стінках трубопроводів.

1.2.2 Оцінка напружено-деформованого стану трубопроводів

Математичний опис напружено-деформованого стану в стінках трубопроводу будемо проводити для двох типів труб: тонкостінних (у яких товщина стінки є набагато меншою від внутрішнього діаметру) та товстостінних (у яких товщина стінки є співрозмірною чи близькою до величини внутрішнього діаметру). Для тонкостінних труб є можливим деяке спрощення розрахункової схеми, в результаті якого їх можна розглядати як уявний двовимірний об'єкт (поверхню), що має фізичні властивості – жорсткість і міцність [58].

Визначення напружено-деформованого стану труб є набагато складнішим від добре розробленої теорії для циліндричних стержнів і базується на вирішенні системи диференційних рівнянь у часткових похідних. Для опису напружено-деформованого стану труб на даний час найбільшого поширення набула теорія Ляме [58]. Суть даної теорії полягає у визначенні напруженого-деформованого стану прямої товстостінної циліндричної труби, яка знаходиться під дією внутрішнього та зовнішнього тиску (додаток В, рис. В.1).

При виведенні рівнянь припускають, що вплив закріплених кінців труби є незначним, і ним нехтують, деформації є симетричними відносно осі труби, товщина стінок є незмінною по всій довжині та всьому перерізі. Додатнім вважаємо напруження розтягу.

Загальний вигляд рівнянь є таким [2]:

$$\begin{cases} \sigma_r = \dfrac{P_1 r^2 - P_2 R^2}{R^2 - r^2} - \dfrac{r^2 R^2}{r^2} \dfrac{P_1 - P_2}{R^2 - r^2} \\ \sigma_t = \dfrac{P_1 r^2 - P_2 R^2}{R^2 - r^2} + \dfrac{r^2 R^2}{r^2} \dfrac{P_1 - P_2}{R^2 - r^2} \end{cases}, \tag{1.1}$$

де r – координата товщини стінки труби; R, r – відповідно зовнішній та внутрішній радіуси труби; P_1, P_2 – відповідно величина внутрішнього та зовнішнього тиску на стінку труби; σ_r – нормальне напруження, напрямлене радіально; σ_t – тангенційне напруження, направлене по дотичній.

Один із найпоширеніших випадків роботи трубопроводів має місце при P_2=0, тоді (1.1) набуде вигляду [2]:

$$\begin{cases} \sigma_r = \dfrac{P_1 r^2}{R^2 - r^2} \left(1 - \dfrac{R^2}{r^2} \right) \\ \sigma_t = \dfrac{P_1 r^2}{R^2 - r^2} \left(1 + \dfrac{R^2}{r^2} \right) \end{cases}. \tag{1.2}$$

Рівняння (1.2) описує роботу незакріпленої ділянки трубопроводу. Форма напружень у цьому випадку матиме вигляд, який показаний в додатку В, рис. В.2.

Поряд із тангенціальними та радіальними напруженнями в діючому трубопроводі присутні напруження розтягу σ_z, які створює рух робочої речовини вздовж труби [58]:

$$\sigma_{заг} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{(\sigma_t - \sigma_z)^2 + (\sigma_z - \sigma_r)^2 + (\sigma_r - \sigma_t)^2}. \tag{1.3}$$

На окремих ділянках трубопроводу, таких, як коліна, кріплення, защемлення тощо, їх поперечний переріз у цих місцях буде відрізнятись від круга з точкою симетрії в середині. В таких випадках труба буде набувати овальної форми. При виникненні овальності тангенціальні напруження в поперечному перерізі розподіляються не симетрично. Для визначення максимального тангенціального напруження в поперечному перерізі труби за значенням величини овальності скористаємось залежністю [46]:

$$\sigma_t^{max} = \frac{2P_1R}{\delta}\left(1+\frac{3u}{\frac{\delta}{2R}\left(1+4\left(1-\nu^2\right)\frac{P}{E}\left(\frac{2R}{\delta}\right)^3\right)}\right), \qquad (1.4)$$

де $u=\left(R_{max}-R_{min}\right)/R$ - коефіцієнт овальності;

R_{max}, R_{min} – відповідно максимальне та мінімальне значення зовнішнього радіусу овальної труби;

δ - товщина стінки труби;

ν - коефіцієнт Пуассона.

Недоліком (1.4) є припущення, що товщина поперечного перерізу труби є константою.

У діючих трубопроводах, що мають велику протяжність, поряд із овальністю має місце відхилення осі трубопроводу за його довжиною від початкового положення внаслідок дії багатьох видів деструктивних чинників впливу. В цьому випадку визначити напруження є складною задачею, оскільки його величина визначається поряд із вищенаведеними залежностями і дією поздовжньої розтягуючої сили $P_{рз}$ та моменту кручення $M_к$ [54]:

$$\sigma_{во} = \frac{M_к}{W_m} + \frac{P_{рз}}{S}, \qquad (1.5)$$

де $\sigma_{во}$ – напруження, викликане відхиленням трубопроводу від початкової осі,

$W_m = \frac{\pi(2R)^3\left(1-\left(r/R\right)^4\right)}{32}$ - осьовий момент опору перерізу труби,

S – площа поперечного перерізу труби.

В [54] напруження $\sigma_{во}$ було визначене для підземних трубопроводів шляхом визначення величини відхилення від початкового положення осі трубопроводу в дискретних точках пристроєм, розробленим автором вказаної праці. Запропонована

$$\sigma_t^{max} = \frac{2P_1R}{\delta}\left(1+\frac{3u}{\frac{\delta}{2R}\left(1+4\left(1-\nu^2\right)\frac{P}{E}\left(\frac{2R}{\delta}\right)^3\right)}\right), \qquad (1.4)$$

де $u=\left(R_{max}-R_{min}\right)/R$ - коефіцієнт овальності;

R_{max}, R_{min} – відповідно максимальне та мінімальне значення зовнішнього радіусу овальної труби;

δ - товщина стінки труби;

ν - коефіцієнт Пуассона.

Недоліком (1.4) є припущення, що товщина поперечного перерізу труби є константою.

У діючих трубопроводах, що мають велику протяжність, поряд із овальністю має місце відхилення осі трубопроводу за його довжиною від початкового положення внаслідок дії багатьох видів деструктивних чинників впливу. В цьому випадку визначити напруження є складною задачею, оскільки його величина визначається поряд із вищенаведеними залежностями і дією поздовжньої розтягуючої сили $P_{рз}$ та моменту кручення $M_к$ [54]:

$$\sigma_{во} = \frac{M_к}{W_m} + \frac{P_{рз}}{S}, \qquad (1.5)$$

де $\sigma_{во}$ – напруження, викликане відхиленням трубопроводу від початкової осі,

$W_m = \frac{\pi(2R)^3\left(1-\left(r/R\right)^4\right)}{32}$ - осьовий момент опору перерізу труби,

S – площа поперечного перерізу труби.

В [54] напруження $\sigma_{во}$ було визначене для підземних трубопроводів шляхом визначення величини відхилення від початкового положення осі трубопроводу в дискретних точках пристроєм, розробленим автором вказаної праці. Запропонована

місця кріплення хомутом (переріз *I*). Проте ясно, що в на відрізках 1-2 та 1'-2' напруження відсутні, так як до них не прикладено ніяких зовнішніх зусиль. З іншого боку, в межах відрізка 2-2' напруження $\sigma_1 \neq \sigma_2$, і тому в елементарному об'ємі з'являються додаткові компенсаційні напруження в околі вказаного відрізка, наприклад, тангенціальні. Дійсну картину напруженого стану в околі відрізка 2-2' можна знайти, розв'язавши лише рівняння теорії пружності, які зв'язують трьохосьову деформацію та трьохосьовий напружений стан. Отримана при цьому картина розподілу напружень показана в додатку В. рис. В.3б.

Чим дальше розташовані перерізи *I* та *II* від границі контакту 2-2', тим рівномірніше розподіляються напруження. Ця закономірність відома як принцип Сан-Венана: напружений стан пружного тіла на достатньому віддаленні від місця прикладення зовнішнього навантаження не залежить від способу його прикладання [58]. А по відношенню до місцевих впливів зміни форми аналогічно можна сказати, що напружено-деформований стан пружного тіла на достатній віддалі від місцевої особливості форми буде таким, як і при відсутності цієї особливості [58].

Із додатка В. рис. В.3в видно, що траєкторії головного напруження огинають внутрішній кут, згущуються в околі т. 2 і відходять від зовнішньої т. 1. Картина траєкторій пояснює природу збільшення напружень в околі т. 2. Таке збільшення напруження, називається концентрацією, а місцеві особливості форми, що викликають таке напруження називаються концентраторами. Так само для поперечного перерізу в додатку В. рис. В.3г показано, що лінії згущуються біля поверхні. Такі дві картини траєкторій (додаток В. рис. В.3 в, г) показують, що в стінках труб концентрація напружень не має рівномірного розподілу по якомусь одному перерізу і може описуватись тільки в трьохмірній системі координат.

Іншим поширеним прикладом концентратора може бути технологічний згин трубопроводу. Розрахунок такого концентратора ускладнюється тим, що внаслідок тривалого терміну експлуатації товщина стінки згину, як по довжині твірної, так і по поперечному перерізу змінюється з різною інтенсивністю. Це відбувається внаслідок тертя продукту, що перекачується, до стінок згину труби.

ІВАНО-ФРАНКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ НАФТИ І ГАЗУ
НАУКОВО-ТЕХНІЧНА БІБЛІОТЕКА
287

$$\sigma_t^{max} = \frac{2P_1R}{\delta}\left(1+\frac{3u}{\frac{\delta}{2R}\left(1+4\left(1-\nu^2\right)\frac{P}{E}\left(\frac{2R}{\delta}\right)^3\right)}\right), \qquad (1.4)$$

де $u=\left(R_{max}-R_{min}\right)/R$ - коефіцієнт овальності;

R_{max}, R_{min} – відповідно максимальне та мінімальне значення зовнішнього радіусу овальної труби;

δ - товщина стінки труби;

ν - коефіцієнт Пуассона.

Недоліком (1.4) є припущення, що товщина поперечного перерізу труби є константою.

У діючих трубопроводах, що мають велику протяжність, поряд із овальністю має місце відхилення осі трубопроводу за його довжиною від початкового положення внаслідок дії багатьох видів деструктивних чинників впливу. В цьому випадку визначити напруження є складною задачею, оскільки його величина визначається поряд із вищенаведеними залежностями і дією поздовжньої розтягуючої сили $P_{рз}$ та моменту кручення $M_к$ [54]:

$$\sigma_{во} = \frac{M_к}{W_m} + \frac{P_{рз}}{S}, \qquad (1.5)$$

де $\sigma_{во}$ – напруження, викликане відхиленням трубопроводу від початкової осі,

$W_m = \frac{\pi(2R)^3\left(1-\left(r/R\right)^4\right)}{32}$ - осьовий момент опору перерізу труби,

S – площа поперечного перерізу труби.

В [54] напруження $\sigma_{во}$ було визначене для підземних трубопроводів шляхом визначення величини відхилення від початкового положення осі трубопроводу в дискретних точках пристроєм, розробленим автором вказаної праці. Запропонована

Для розрахунку переміщень та напружень кінцевих елементів, як правило, використовуються обчислення на персональному комп'ютері. Дані про модель досліджуваної конструкції (складові її елементи і зв'язки між ними), умови навантаження і граничні умови вводяться у персональний комп'ютер. Після цього аналіз напружено-деформованого стану здійснюється автоматично.

Найбільш відомими програмами, які мають у своєму арсеналі як технічні засоби трьохвимірного моделювання, так і реалізований метод кінцевих елементів, є CATIA, Unigraphics.

В додатку В, рис. В.5 представлена кінцевоелементна схема з'єднання труб діаметром 720 мм та товщиною стінки 16 мм, яка використовувалась для розрахунку напружено-деформованого стану за допомогою програми Pro/Engineer.

Метод кінцевих елементів знайшов широке застосування при проектуванні трубопровідних конструкцій. Оскільки для розрахунків реальних напружень у трубопроводах, що експлуатуються вказаним методом, потрібно задавати величини і напрямки всіх діючих зусиль, застосовувати його можна лише в поєднанні з іншим методом неруйнівного контролю для доповнення та уточнення отриманих результатів.

Для використання методів кінцевих елементів та методів неруйнівного контролю потрібно знати механічні, фізичні та хімічні властивості металів газопроводів.

Для будівництва газопроводів використовуються низьколеговані та низьковуглецеві марки сталей, клас міцності яких складає К-34, К-42, К-50, К-52 та К-60 вітчизняного та зарубіжного виробництва. Марками таких сталей згідно вітчизняного позначення є Ст10, Ст20, 17Г1С, 09Г2С, 08ГБЮ та 09ГБЮ. В додатку В табл. В.1-табл. В.4 наведено основні механічні характеристики вказаних сталей, які використовуватимуться в подальших розрахунках [32].

При будівництві компресорних станцій використовуються сталі марок Х 52 та Х 60. Труби з цієї сталі виготовляються протягом кількох десятиліть. За такий тривалий час змінилося багато способів виробництва сталі та труб, які покращували їх хімічні та механічні властивості (додаток В, табл. В.5) [88].

1.4 Аналіз існуючих методів неруйнівного контролю технічного стану трубопроводів

На основі проведеного аналізу патентної, науково-технічної літератури існуючі методи контролю технічного стану магістральних газопроводів, зокрема визначення їх НДС, можна поділити на теоретичні, тензометричні та фізичні з використанням неруйнівних методів контролю. Процедура теоретичного розрахунку трубопровідних конструкцій полягає в трудності вибору моделі розрахунку, тобто в структурній ідентифікації, а також параметричній ідентифікації - визначення значень коефіцієнтів складових даної моделі. Вибір моделі визначається наявністю достатньої кількості таких підходів, а також наявністю достатньої кількості експериментальних даних, які найбільш повно відображають даний технічний стан. Трудність при виборі теоретичної моделі полягає в тому, що потрібно не тільки врахувати наявні експериментальні дані, але і прогноз можливості моделі, можливість достатньо простого її використання при виводі рівнянь диференціювання та її числового дослідження.

Тензометричні методи контролю є достатньо поширеними. Їх використання для контролю НДС трубопроводів, які тривалий час знаходяться в експлуатації (що може призвести до зародження і розвитку експлуатаційних дефектів) затруднюється тим, що внаслідок старіння металу труби його механічні характеристики стають відмінними від проектних. Врахування зміни параметрів при дії різних видів статичних і динамічних навантажень, врахування початкового НДС при будівництві газопроводу звужує використання даного методу.

Технічний стан стальної циліндричної оболонки магістрального газопроводу з відповідною товщиною стінки характеризує реальний рівень конструктивної міцності. НДС трубопроводів сприяє підвищенню корозійних пошкоджень металу трубопроводу, його ерозійного зношення. Для виявлення таких пошкоджень використовують неруйнівні методи контролю, зокрема магнітні, які базуються на реєстрації розсіювання магнітних полів. Якщо на шляху магнітного потоку зустрічаються ділянки з пониженою магнітною проникливістю із-за відкритого або

експлуатаційних умовах його застосовують тільки для калібрування приладів у лабораторних умовах.

Імпедансний метод використовують найбільш широко для контролю твердості металу трубопроводу. Через даний параметр вираховують значення НДС металу трубопроводу внаслідок зміни твердості. Практика застосування даного методу підтверджує визначення опосередкованого значення НДС. При цьому не враховуються зовнішні та внутрішні фактори, які мають найбільший вплив на значення НДС трубопроводу. Тому даний метод можна використовувати для отримання і перевірки окремих механічних параметрів.

Метод акустичної емісії набув широкого використання з появою приладів контролю. Даний метод є пасивним і базується на реєстрації коливань, які видає метал при динамічних навантаженнях, перемінних статичних навантаженнях, а також при наявності дефектів типу тріщин у тілі труби. Визначальними параметрами даного методу є кількість і частота коливань за одиницю часу вимірювання, амплітуда і форма сигналу. Його можна використовувати для контролю якості підземних газопроводів без шурфування, міцності зварювання конструктивних елементів, наявності дефектів металічних листів великих ємностей для збереження нафтопродуктів. Недоліком даного методу є те, що не завжди однозначно можна ідентифікувати вхідний параметр отриманого сигналу.

Найбільш широкого застосування набув ультразвуковий луно-імпульсний метод з використанням поздовжніх і поперечних хвиль, поверхневих хвиль, пластинчатих хвиль. Луно-імпульсний метод є простим у реалізації й точним при вимірюванні часу поширення ультразвукових коливань у металі труби. Залежно від використання тих чи інших хвиль, від напрямку їх поширення й отримання відбитих коливань можна визначити механічні параметри металу трубопроводу, зокрема величину НДС, за значенням якої встановлюють його реальний технічний стан і можливість подальшої безаварійної експлуатації. У трубопроводів, які мають собою тонку оболонку, перспективним для визначення технічного стану, зокрем НДС металу, є використання пластинчатих хвиль.

Першу теорію поширення напрямлених ультразвукових хвиль у тонкому шарі було запропоновано Лембом [79]. Він вивів рівняння для хвиль у пластинах, що знаходяться у вакуумі, розв'язком яких є відомі дисперсійні криві для нульових мод коливань (симетричної й асиметричної) Лемба.

Вивід рівнянь для хвиль Лемба, що поширюються в довільній кількості шарів, було започатковано Томсоном [92]. Він запропонув метод перехідних матриць, що описують одиничні напруження і зміщення частинок коливного руху в досліджуваному шарі по відношенню до напружень та зміщень у суміжному шарі. Дані матриці для довільної кількості шарів можна множити і таким чином відшукати модальне рішення для відповідних граничних умов. Неточність у виведенні рівнянь була скоректована Хаскелом, який застосував розроблену ним теорію для сейсмічних задач [70].

Роботи Хаскела та Томпсона дали поштовх для використання хвиль Лемба в неруйнівному контролі. Найбільшого поширення набули методи контролю та визначення характеристик одношарового матеріалу. Основною роботою в цьому напрямку можна вважати працю Вортлона, який запропонував використовувати хвилі Лемба для контролю дефектів та товщини металевих пластин [95]. Вчені Девен, Лове та Коулі запропонували метод використання пластинчатих хвиль для визначення якості клеєвого з'єднання та деяких інших його параметрів [66]. У своїй роботі вони запропонували використання методу, що опублікував Томсон, для сейсмічних хвиль.

Аналіз взаємодії плоских ультразвукових хвиль на границях розділу середовищ найбільш повно провів Колскій [78]. Його теорію було удосконалено Бреховским та Гончаровим [64]. Запропонований ними метод служитиме основою для виводу узагальнених рівнянь поширення хвиль у багатошаровому середовищі, які є результатом суперпозиції різних типів ультразвукових хвиль.

Першу теорію поширення напрямлених ультразвукових хвиль у тонкому шарі було запропоновано Лембом [79]. Він вивів рівняння для хвиль у пластинах, що знаходяться у вакуумі, розв'язком яких є відомі дисперсійні криві для нульових мод коливань (симетричної й асиметричної) Лемба.

Вивід рівнянь для хвиль Лемба, що поширюються в довільній кількості шарів, було започатковано Томсоном [92]. Він запропонув метод перехідних матриць, що описують одиничні напруження і зміщення частинок коливного руху в досліджуваному шарі по відношенню до напружень та зміщень у суміжному шарі. Дані матриці для довільної кількості шарів можна множити і таким чином відшукати модальне рішення для відповідних граничних умов. Неточність у виведенні рівнянь була скоректована Хаскелом, який застосував розроблену ним теорію для сейсмічних задач [70].

Роботи Хаскела та Томпсона дали поштовх для використання хвиль Лемба в неруйнівному контролі. Найбільшого поширення набули методи контролю та визначення характеристик одношарового матеріалу. Основною роботою в цьому напрямку можна вважати працю Вортлона, який запропонував використовувати хвилі Лемба для контролю дефектів та товщини металевих пластин [95]. Вчені Девен, Лове та Коулі запропонували метод використання пластинчатих хвиль для визначення якості клеєвого з'єднання та деяких інших його параметрів [66]. У своїй роботі вони запропонували використання методу, що опублікував Томсон, для сейсмічних хвиль.

Аналіз взаємодії плоских ультразвукових хвиль на границях розділу середовищ найбільш повно провів Колскій [78]. Його теорію було удосконалено Бреховским та Гончаровим [64]. Запропонований ними метод служитиме основою для виводу узагальнених рівнянь поширення хвиль у багатошаровому середовищі, які є результатом суперпозиції різних типів ультразвукових хвиль.

1.5.2 Методи моделювання первинних перетворювачів

Модель впливу температури на кварцовий чутливий елемент було запропоновано науковцями Дж. Кустерсом, М. Фішером та Дж. Лічем [74]. У цій моделі вони розрахували режим роботи кварцового чутливого елементу з використанням двох мод, в якому відбувається самотермокомпенсування зміни частоти. Недоліком даної моделі є припущення, що температура є однаково розподілена по всій поверхні чутливого елемента. Великий внесок було внесено Х. Тірстеном та І. Н. Єрмоловим, які запропонували й удосконалили модель залежності частоти від температури [19, 67]. Дана модель є основою для подальших досліджень С. Галіо та М. Мурея [91]. В своїх дослідженнях вони запропонували декілька підходів для термокомпенсації кварцових чутливих елементів: термостатування, температурне регулювання та температурне фільтрування. Метод термостатування, який є одним із найефективніших методів виключення впливу температури на амплітудно-частотну характеристику, є непридатним для чутливих елементів, так як він реалізовується в кінцевих пристроях і може використовуватися в лабораторних умовах для порівняння та градуювання інших методів. Тому найпоширенішими методами є метод температурного регулювання та фільтрування. Недоліком запропонованих С. Галіо та М. Муреєм методів температурного регулювання та фільтрування є те, що в них не враховано вплив електродів, шару протектора та зміну термоопору елементів електроакустичного тракту ультразвукового первинного перетворювача на амплітудно-частотну характеристику.

У працях [23, 96, 3] дано загальний вигляд рівнянь впливу електродів на зміну частоти чутливого елемента. Проте дані рівняння не враховують параметри матеріалу чутливого елементу (пружні константи).

На даний час немає однієї моделі, яка б інтегрально характеризувала процес впливу часових характеристик на зміну частоти чутливого елемента. Це пов'язано з впливом багатьох чинників, а також з великою трудомісткістю та дороговизною досліджень [34]. Дослідження впливу часових характеристик на зміну частоти чутливого елемента проводились для одного вибраного чинника, наприклад, окислення, впливу старіння електродів або елементів вторинного пристрою.

Оскільки такі дослідження проводились різними науковцями в різний час для різних чутливих елементів, використати їх дослідження для певного типу первинного перетворювача без додаткових досліджень є проблематично.

Тому задача розробки єдиного підходу до оцінки впливу температури та часових характеристик на амплітудно-частотну залежність ультразвукових первинних перетворювачів є актуальною .

1.5.3 Вплив нелінійності параметрів акустичних хвиль на вимірювання

Явище нелінійності в поширенні акустичних хвиль широко використовується в неруйнівному контролі через те, що нелінійність є надзвичайно чутливим індикатором зміни таких експлуатаційних параметрів, як початок руйнування, зношення, втоми матеріалу об'єкту контролю [84].

Інтерес до нелінійної акустики з точки зору неруйнівного контролю розпочався в 1950-х роках. В. А. Красильников із групою вчених опублікував послідовність нелінійних еластичних параметрів рідин [94]. В 1957 році Б. М. Романенко провів експериментальні дослідження сферичних хвиль кінцевої амплітуди [94].

Дослідження нелінійності ультразвуку в твердих тілах почалося в 1960-х роках з праці Бризейла та Томпсона, які виміряли параметри гармонійного генерування хвиль в алюмінію [80, 81].

Подальшим розвитком нелінійності акустики в твердих тілах стало відкриття Гітсом кореляційної залежності руйнування матеріалу від втоми з нелінійним спотворенням ультразвукових хвиль [72]. Це відкриття дало поштовх для досліджень генерування гармонійних коливань вузькосмугових імпульсів або нерозривних хвиль у досліджуваний об'єкт та вимірювання певної частини спектру отриманої ультразвукової хвилі. Такий метод отримав назву спектроскопії нелінійної пружної хвилі

Протягом багатьох наступних років було розроблено спосіб, який можна тепер назвати традиційним методом вимірювання нелінійності ультразвуку. Цей підхід є

широко впровадженим у комерційні продукти, наприклад, RAM-5000 [90]. Суть його полягає в тому, що в досліджуваний об'єкт генерують нерозривну хвилю, в якій за допомогою підсилювачів потужності збільшують її інтенсивність до потрібного рівня, щоб спостерігати явища нелінійності. Наступним кроком є генерування та детектування коливання ультразвукових хвиль на заданих частотах за допомогою вузькосмугових ультразвукових первинних перетворювачів, де в якості чутливого елементу використовують кварц чи ніобат літію, виготовлений на зрізах, які відповідають заданим частотам.

Вимірювання проводились за допомогою гетеродинних приймачів, що конвертують отриману досліджувану частоту в постійний струм. Амплітуду та значення вибраної частоти визначали інтегруванням компонентів квадратурної фази. Даний метод дозволяв отримувати максимум селективності частоти. Вимірювання проводились як на основній частоті, так і на бічних гармоніках для числового опису параметрів отриманої хвилі.

В останні роки гетеродинні приймачі були повністю замінені аналого-цифровими перетворювачами з використанням таких методів обробки сигналів, як швидке перетворення Фур'є для безпосереднього вимірювання спектру отриманого сигналу. Можна виокремити два сучасні широко розповсюджені підходи і вирішення даних задач. Перший підхід - це нелінійна резонансна ультразвукова спектроскопія, що полягає в дослідженні нелінійних властивостей в отриманому сигналі, який збуджений на акустичному резонансі. Особливості методу полягають у використанні зсувів резонансної частоти генерування гармонійних хвиль і визначення демпфувальних характеристик об'єкту контролю.

Другим підходом є вимірювання нелінійності ультразвуку в неруйнівному контролі є метод нелінійної хвильової модуляції спектру [22, 9, 39]. В цьому методі використовується генерування нерозривних сигналів чи тональних імпульсів на різних частотах у досліджуваний об'єкт. Нелінійність розглядається як ефект накладання хвиль і як результат сумування та різниці частот сигналів.

1.6 Постановка задач досліджень

Проведений аналіз показує, що об'єкти газової промисловості не забезпечені надійними, інформативними та продуктивними методами і засобами неруйнівного контролю для визначення міцнісних характеристик трубопроводів у експлуатаційних умовах, за допомогою яких можна було б одержати достовірну інформацію про їх фактичний технічний стан, попередити виникнення аварійних ситуацій. Більшість існуючих методів характеризується низькою чутливістю та різними обмеженнями, що не дозволяють отримати достатньо точну кількісну оцінку міцнісних характеристик металу труб різного діаметру, зокрема напружено-деформованого стану, внаслідок дії об'єктивних і суб'єктивних факторів у процесі експлуатації. Це пов'язано насамперед з тим, що для визначення величини напружень у тілі трубопроводу, потрібно знати величину і напрям зусилля, яке діє в даній точці й товщину металу, що одночасно є параметрами напруження. Переважно при контролі використовуються точкові вимірювання цих параметрів в окремих перерізах трубопроводу непрямим шляхом, і тому отримані результати є опосередкованими. Проведений аналіз, додаток А, методів і приладів, які використовуються в неруйнівному контролі свідчить, що окремі складові досліджень можна використати для контролю технічного стану трубопроводів, але вони не вирішують весь спектр поставлених задач. Проте є ряд задач, які мають свої особливості, та їх не можна вирішити використанням існуючих методів. В експлуатаційних умовах не завжди вдається провести контроль НДС трубопроводів, у яких параметри, що визначають НДС, нерівномірно розподілені по тілу труби, особливо в труднодоступних місцях, якими є згини труби, в перерізах, з'єднаних хомутами, які одночасно є найбільш небезпечними місцями з точки зору їх експлуатації й складності діагностування.

Задачами дослідження даної дисертаційної роботи є:

– розробити математичну модель поширення пластинчатих ультразвукових хвиль у тілі труби та визначення їх групової швидкості залежно від величини НДС трубопроводу;

- розробити методику контролю НДС трубопроводів з врахуванням їх фізико-механічних характеристик в експлуатаційних умовах;
- на основі математичного моделювання розробити первинний перетворювач з врахуванням впливу температури на частотні характеристики чутливого елементу;
- провести аналіз методу визначення частоти коливань чутливого елементу ультразвукового первинного перетворювача, що дозволяє підвищити точність та чутливість вимірювання;
- розробити пристрій для контролю поширення пластинчатих хвиль у металі трубопроводу;
- здійснити метрологічну оцінку методу та засобу контролю з метою підвищення точності контролю НДС трубопроводів.

РОЗДІЛ 2
РОЗРОБКА МАТЕМАТИЧНОЇ МОДЕЛІ ПОШИРЕННЯ ПЛАСТИНЧАТИХ УЛЬТРАЗВУКОВИХ ХВИЛЬ

2.1 Загальні положення

Побудова теорії поширення пластинчатих ультразвукових хвиль базується на поширенні об'ємної ультразвукової хвилі у необмеженому просторі. Для цього використаємо відому систему рівнянь Ньютона руху елементарного пружного об'єму, яка зображена в Декартовій системі координат. Результат виведення представимо у вигляді залежності напружень та зміщень граней елементарного об'єму пружного тіла від таких параметрів ультразвукової хвилі та середовища поширення, як частота, акустичний імпеданс, значення хвильового числа, товщина шару пластини. Задаємось граничними умовами, що відповідатимуть руху граней елементарного об'єму та відповідних напружень у площині, яка паралельна границі розділу пластини і навколишнього середовища. Отримані рівняння для пластини служитимуть основою для математичної моделі поширення пластинчатої ультразвукової хвилі у багатошаровому просторі. Для застосування отриманих рівнянь на практиці потрібно розробити метод їх розв'язку відносно таких параметрів ультразвукової хвилі, як акустичний імпеданс та товщина середовища. Для цієї мети ми використаємо метод передаточних коефіцієнтів, що дозволить описати пластинчату ультразвукову хвилю на виході багатошарового середовища через її параметри на вході у перший шар. Результатом розв'язку характеристичного рівняння передаточної матриці будуть амплітуди мод пластинчатих ультразвукових хвиль, за допомогою яких можна описати поширення мод пластинчатих ультразвукових хвиль у багатошаровому середовищі. При поширенні пластинчатих ультразвукових хвиль у реальному пружному середовищі враховується явище загасання амплітуди хвилі. Розглядається втрата енергії в двох напрямках: по-перше, це демпфування хвиль матеріалом, так як він не є ідеально пружним; по-друге, вихід

хвиль за межі шару пластини, як складової частини розробленої моделі поширення пластинчатих хвиль.

На основі розробленої математичної моделі поширення пластинчатих хвиль у реальному середовищі виводиться рівняння залежності групової швидкості поширення коливань від величини напружено-деформованого стану пружного середовища. Це рівняння буде основою для подальших розробок пристрою та проведення лабораторних і натурних вимірювань.

2.1.1 Основні поняття теорії поширення пластинчатих ультразвукових хвиль

У теорії ультразвуку існує два основні типи коливань. Перший тип – це повздовжні коливання, при якому рух частинок середовища має місце тільки в напрямку розповсюдження. Як показано на рис. 2.1, під дією сили акустичного тиску середовище стискується та розширюється на величину u в напрямку z. Другий тип – це поперечні коливання, в яких рух частинок середовища напрямлений поперечно до напрямку поширення (рис. 2.2).

Сила акустичного тиску в напрямку зміщення елементарного об'єму, віднесена до цього об'єму, називається напруженням σ. У випадку поздовжнього типу коливань напруження має тільки одну складову в напрямку осі z, а для поперечних коливань дві - σ_z та σ_y.

Закон руху частинок поздовжньої хвилі u_z в часі t в будь-якій площині, що містить вісь z, можна описати функцією синуса :

$$u_z = A_u \sin(\omega \cdot t + \varphi_0) , \qquad (2.1)$$

де φ_0 – початкове зміщення за фазою,

A_u – амплітуда коливань,

ω - кутова частота.

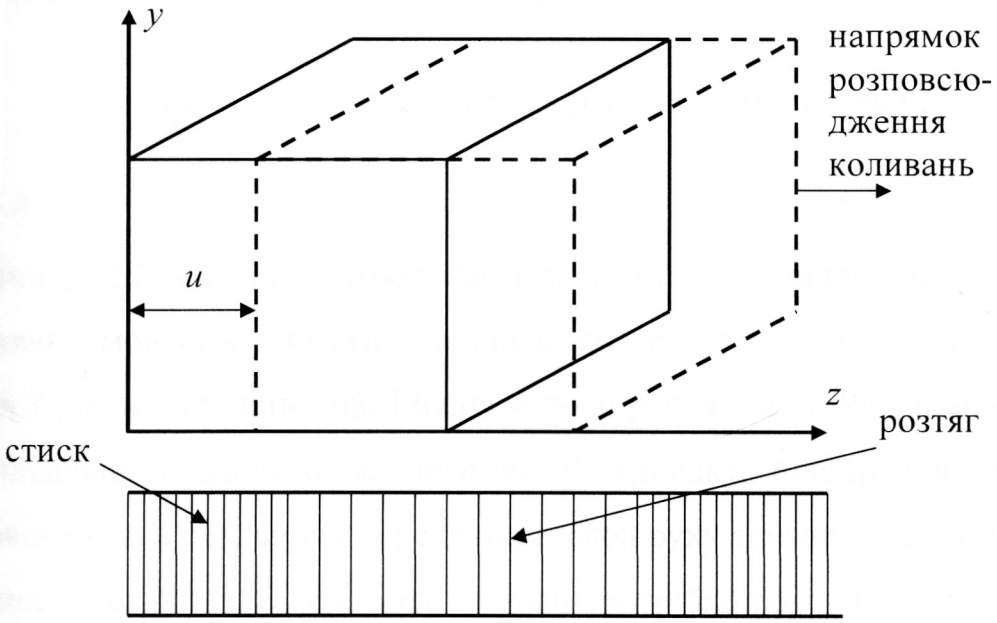


Рис. 2.1. Розповсюдження повздовжної хвилі.

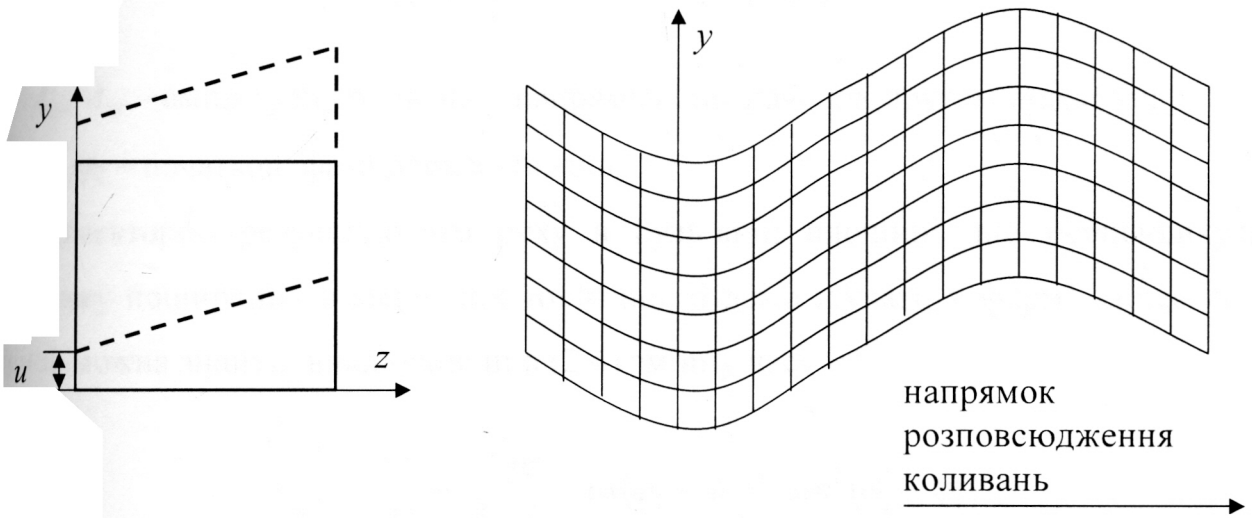


Рис. 2.2. Розповсюдження поперечної хвилі.

Для проведення математичних розрахунків (2.1) представляють у комплексній формі, згідно формули Ейлера:

$$e^{i\varphi} = cos\,\varphi + i\,sin\,\varphi\,, \tag{2.2}$$

де φ - зміна фази коливань;

i – уявне число, $i = \sqrt{-1}$.

Таким чином, (2.1) можна зобразити в такій формі:

$$u_z = A_u e^{i(\omega \cdot t + \varphi_1)} = A_u \cos(\omega \cdot t + \varphi_1) + A_u \sin(\omega \cdot t + \varphi_0), \quad (2.3)$$

де $\varphi_1 = \varphi_0 - \pi/2$.

Як видно з (2.2) фізичний зміст має тільки дійсна складова експоненціальної функції, а уявну можна відкинути при представленні результатів, так як частинки коливаються в тій же площині, що і напрям поширення хвилі. Рівняння (2.1) – (2.3) описують ідеальні поздовжні коливання. У випадку поширення поздовжньої ультразвукової хвилі в реальному середовищі закон руху є дещо складнішим.

Для запису ідеальних поперечних коливань потрібно розглянути рух частинок у двох взаємоперпендикулярних напрямках y та z:

$$u_y = A_{uy} \sin(\omega \cdot t + \varphi_1), u_z = A_{uz} \sin(\omega \cdot t + \varphi_2), \quad (2.4)$$

де A_{uy}, A_{uz} – амплітуди коливань у напрямках позначених другим індексом;

φ_1, φ_2 – початкові фази двох коливань.

Траєкторію результуючого руху в будь-якій площині, що перпендикулярна напрямку поширення поперечних коливань, будемо шукати у формі еліпса. Форму еліпса можна знайти, виключивши в (2.4) змінну часу t:

$$\frac{y^2}{A_{uy}^2} + \frac{z^2}{A_{uz}^2} - \frac{2yz}{A_{uy} A_{uz}} cos(\varphi_2 - \varphi_1) = sin^2(\varphi_2 - \varphi_1), \quad (2.5)$$

де y, z – декартові координати.

Траєкторія має форму еліпса (рис. 2.3), причому будь-яка точка, що належить цьому еліпсу, наприклад M, описує її рух за час, який дорівнює періоду T:

$$T = 2\pi/\omega, \quad (2.6)$$

тому поперечні коливання називають поляризованими у площині, що перпендикулярна напрямку поширення x.

Для зручності здійснення подальших теоретичних досліджень окреслимо поняття об'ємних ультразвукових хвиль та пластинчатих хвиль, що поширюються у хвилеводах.

Загалом, в об'ємі пружного тіла можуть поширюватись тільки два види ультразвукових хвиль – поздовжня та поперечна. Для математичного опису їх поширення не потрібно задавати границі розділу середовищ, оскільки ці хвилі можуть поширюватись в об'ємі пружного тіла в будь-якому напрямку. При цьому швидкість їх поширення не залежить від частоти коливань. Тому такі хвилі, що поширюються в об'ємі тіла незалежно від границь розділу середовищ, будемо називати об'ємними хвилями.

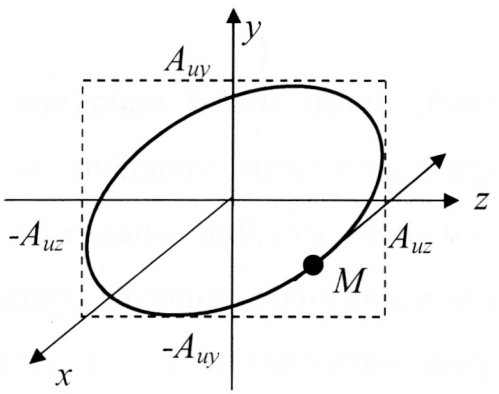


Рис. 2.3. Траєкторія руху поперечного коливання:
A_{uy}, A_{uz} – амплітуди коливань; x, y, z – координати;
M – точка треєкторії коливань.

На відміну від об'ємних хвиль, у хвилеводах виникають і поширюються інші типи хвиль. Вони можуть існувати тільки при наявності границь розділу середовищ - при одній границі розділу (хвилі Релея) або між двома границями розділу пластинчаті (хвилі Лемба). Такі хвилі складаються з суперпозиції поздовжньої та поперечної хвиль при певній конфігурації значень товщини та густини матеріалу хвилеводу, величини хвильового числа та частоти.

Одною з важливих характеристик поширення хвиль є форма поверхні її рівних фаз, тобто таких поверхонь, в будь-якій точці яких у даний момент часу фази є однаковими. Форма поверхні однакової фази залежить від умов виникнення і розповсюдження хвиль. В найпростішому випадку такими поверхнями є площини, перпендикулярні напрямку поширення хвилі. Такі хвилі називаються плоскими. В деяких випадках поверхні рівних фаз можуть мати вигляд сфери або циліндра і хвилі мають відповідно назву сферичної чи циліндричної. А сама поверхня рівних фаз має назву хвильового фронту. У випадку одиничної хвилі хвильовим фронтом називається передній край, що безпосередньо межує з незбуреним середовищем.

2.1.2 Вибір мод пластинчатих ультразвукових хвиль для проведення неруйнівного котролю

У визначеній структурі матеріалу багато потенційних видів мод пластинчатих хвиль може поширюватись із довільним значенням частоти. Тому для отримання коливань простої форми є важливим вибрати відповідні види мод при заданій частоті проведення вимірювання. Складові коливань можна однозначно визначити з виміряного хвильового пакету і з їх допомогою описати потрібний фізичний параметр досліджуваного матеріалу. При виборі найкращої конфігурації видів мод ультразвукових хвиль та їх частот для проведення тестування потрібно керуватись практичним застосування того чи іншого методу та якістю і повнотою отриманої інформації.

Основними факторами, що визначають вибір моди і частоти пластинчатої хвилі, для вирішення поставленої задачі є:

– величина та форма дисперсії моди;

– загасання амплітуди хвилі;

– чутливість до заданого параметру контролю;

– можливість збудження моди в об'єкті контролю;

– можливість детектування моди існуючими засобами;

– селективність моди до заданого параметру контролю (мода реагує на заданий параметр однозначно й інші параметри мають набагато менший вплив).

З практичної точки зору потрібно керуватись наступними критеріями:

– можливістю розробки та виготовлення ультразвукового пристрою вимірювання ;

– продуктивністю проведення одиничного вимірювання;

– рівнем складності аналізу і використання отриманих даних.

Одним із найважливіших критеріїв вибору виду та частоти моди пластинчатої хвилі є величина дисперсії. Явище дисперсії мод ультразвукових хвиль полягає в залежності їх частоти від швидкості їх поширення. Фізично дисперсія хвилі виникає внаслідок того, що збуджуючий імпульс не є одиничним, а має пікову форму і триває певний період часу (рис. 2.4а), тому сигнал поширення має вигляд хвильового пакету (рис. 2.4б).

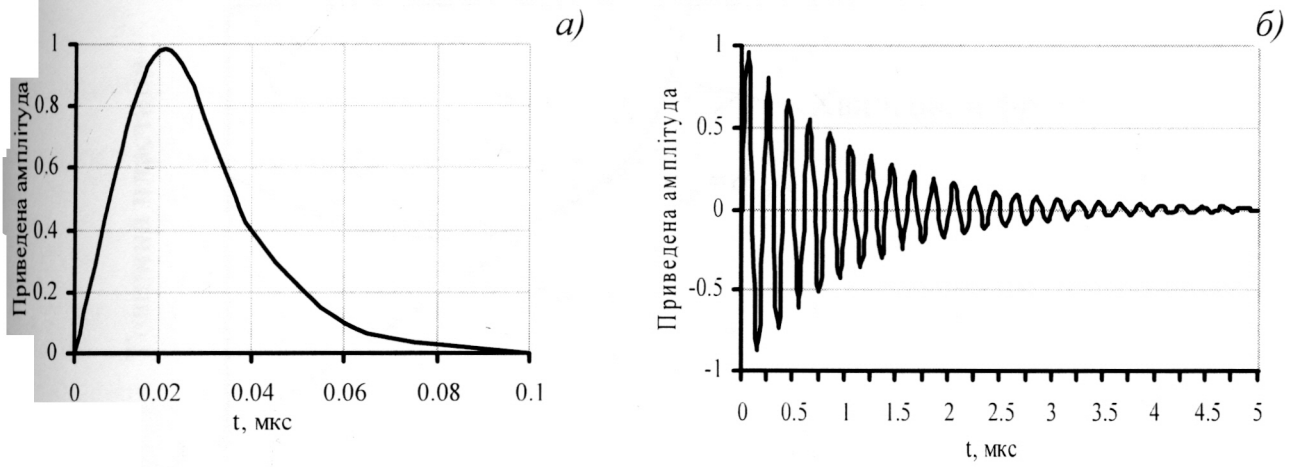


Рис. 2.4. Приклад дисперсії моди ультразвукової хвилі частотою 1 МГц.

Швидкість, на якій поширюється хвильовий пакет, згідно визначення Релея, називається груповою швидкістю, тоді як швидкість поширення однієї хвилі в хвильовому пакеті називається фазовою швидкістю. Фазова $c_ф$ і групова $c_{гр}$ швидкості не є однаковими, їх співвідношення рівне [79]:

$$c_{гр} = c_ф + k\frac{\partial c_ф}{\partial k}\ , \qquad (2.7)$$

де k – хвильове число.

Різниця між груповою та фазовою швидкістю показана на рис. 2.5. На даному рисунку суцільною лінією позначено довільну форму хвильового фронту пластинчатої хвилі. Відрізок від початку координат до найбільш віддаленої точки, яка лежить на хвильовому фронті, є відстанню, пройденою хвильовим пакетом або цугом хвиль. Відповідно перпендикуляр від початку координат до дотичної хвильового фронту буде визначати пройдену відстань моди в спільній точці, дотичній її хвильовому фронту.

Оскільки пристроєм ми вимірюємо групову швидкість, а інформаційним параметром є фазова швидкість, то для визначення фазової швидкості ультразвукових хвиль нам потрібно знайти залежність хвильового числа від частоти.

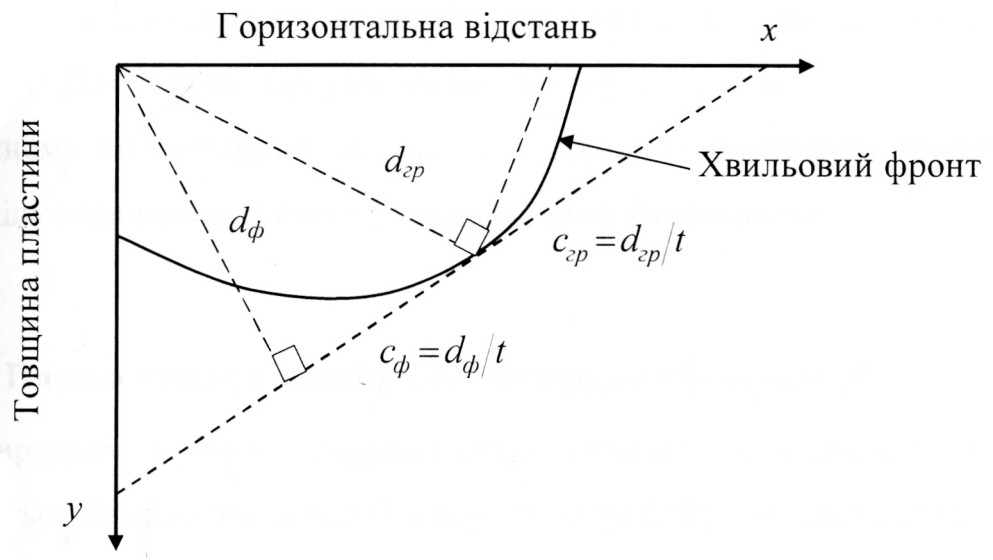


Рис. 2.5. Графічне представлення групової та фазової швидкостей:

x, y – координати площини вертикального перерізу пластини, t – час, $d_{гр}$ – відстань від джерела випромінювання хвилі до хвильового фронту, $d_{ф}$ – перпендикуляр від джерела випромінювання хвилі дотичної до хвильового фронту, $c_{ф}$ – фазова швидкість, $c_{гр}$ – групова швидкість.

2.2 Поширення ультразвукових пластинчатих хвиль

У реальних умовах поширення пластинчатої ультразвукової хвилі проходить на границі розділу декількох середовищ. Для спрощення розглянемо поширення хвилі як мінімум для трьох середовищ (рис. 2.6). При цьому потрібно врахувати перехідні шари первинного ультразвукового перетворювача і контактної рідини.

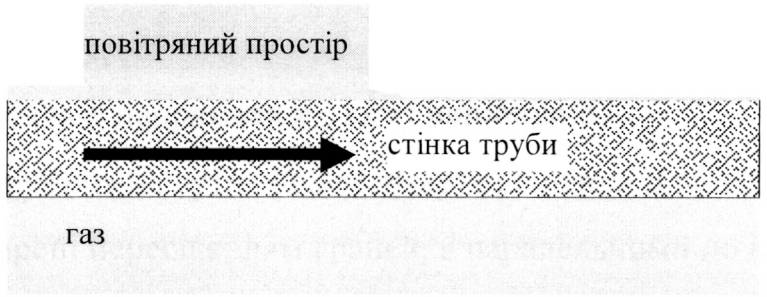


Рис. 2.6 Поширення пластинчатої ультразвукової хвилі.

Для виведення математичної моделі поширення пластинчатої хвилі приймаємо, що поширення акустичних коливань проходить у нескінченному пружному середовищі. Для цього сформулюємо умови поширення пластинчатої хвилі у нескінченному середовищі з певною товщиною та визначимо граничні умови на межі розділу середовищ із різними акустичними імпедансами.

2.2.1 Плоска хвиля в нескінченному пружному просторі

Поширенням вільних ультразвукових коливань вважатимемо такі хвилі, які поширюються безкінечно довго без втрати енергії. Проте дане визначення обмежує нас до використання тільки ідеально пружного середовища поширення хвиль без демпфуючих властивостей. Середовище будемо вважати нескінченним у всіх напрямках із ізотропними властивостями.

Для опису поширення пружних хвиль скористаємось найбільш поширеним підходом опису залежності зміщення елементарних частинок від елементарних напружень, які викликають їх зміщення, використовуючи систему координат Декарта та другий закон Ньютона [64, 1]:

$$\rho \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{11}}{\partial x_1} + \frac{\partial \sigma_{12}}{\partial x_2} + \frac{\partial \sigma_{13}}{\partial x_3} \ ,$$

$$\rho \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{21}}{\partial x_1} + \frac{\partial \sigma_{22}}{\partial x_2} + \frac{\partial \sigma_{23}}{\partial x_3} \ , \qquad (2.8)$$

$$\rho \frac{\partial^2 u_3}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{31}}{\partial x_1} + \frac{\partial \sigma_{32}}{\partial x_2} + \frac{\partial \sigma_{33}}{\partial x_3} \ ,$$

де ρ - густина матеріалу;

u_1, u_2, u_3 – зміщення у напрямках x_1, x_2, x_3 відповідно;

σ_{ij} – тензор напружень на гранях елементарної ділянки пластини у вигляді куба, у якого лінії, що утворені пересіканням граней, є паралельними до відповідних осей;

t – час.

З іншого боку, компоненти тензора σ_{ij} можна виразити через зміщення так [7]:

$$\sigma_{11} = \lambda\Delta + 2\mu\varepsilon_{11} \ , \qquad \sigma_{22} = \lambda\Delta + 2\mu\varepsilon_{22} \ , \qquad \sigma_{33} = \lambda\Delta + 2\mu\varepsilon_{33} \ ,$$
$$\sigma_{12} = \mu\varepsilon_{12} \ , \qquad \sigma_{23} = \mu\varepsilon_{23} \ , \qquad \sigma_{13} = \mu\varepsilon_{13} \ , \qquad (2.9)$$

де λ та μ - константи Ляме,

$\Delta = \varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}$ - розширення елементу об'єму.

Розширення елементарного об'єму, виражене через вектори зміщення, матиме вигляд:

$$\varepsilon_{11} = \frac{\partial u_1}{\partial x_1} \ , \qquad \varepsilon_{22} = \frac{\partial u_2}{\partial x_2} \ , \qquad \varepsilon_{33} = \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \ ,$$
$$\varepsilon_{12} = \frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_1} \ , \qquad \varepsilon_{12} = \frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_1} \ , \qquad \varepsilon_{12} = \frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_1} \ . \qquad (2.10)$$

Залежності між модулем Юнга E та коефіцієнтом Пуассона ν в металах мають вигляд [78]:

$$\lambda = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}, \qquad \mu = \frac{E}{2(1+\nu)},$$
$$E = \frac{\mu}{\lambda+\mu}(3\lambda+2\nu), \qquad \nu = \frac{\lambda}{2(\lambda+\mu)}. \tag{2.11}$$

На основі (2.8)-(2.11), отримаємо рівняння зміщення елементарного об'єму:

$$\rho\frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} = (\lambda+\mu)\frac{\partial}{\partial x_1}\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1}+\frac{\partial u_2}{\partial x_2}+\frac{\partial u_3}{\partial x_3}\right)+\mu\nabla^2 u_1,$$
$$\rho\frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} = (\lambda+\mu)\frac{\partial}{\partial x_2}\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1}+\frac{\partial u_2}{\partial x_2}+\frac{\partial u_3}{\partial x_3}\right)+\mu\nabla^2 u_2, \tag{2.12}$$
$$\rho\frac{\partial^2 u_3}{\partial t^2} = (\lambda+\mu)\frac{\partial}{\partial x_3}\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1}+\frac{\partial u_2}{\partial x_2}+\frac{\partial u_3}{\partial x_3}\right)+\mu\nabla^2 u_3,$$

де $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x_1^2}+\frac{\partial^2}{\partial x_2^2}+\frac{\partial^2}{\partial x_3^2}$ - оператор Лапласа.

Рівняння (2.12) не піддається простому інтегруванню. Проте для кожного окремого випадку дане рівняння можна рішити, підставляючи в нього відповідні граничні умови. Припускаємо, що хвильовий фронт є нескінченною площиною, яка є нормально розташована до напрямку поширення хвилі та є однорідною (всі зміщення є однаковими в будь-який момент часу). Оскільки середовище ізотропне й ультразвукова хвиля поширюється в напрямку x_1, то можна обмежитися розглядом поширення хвилі тільки вздовж осі x_1. Хвиля є незмінною в напрямках x_2 та x_3, тому розв'язок можна записати у вигляді:

$$u_j = Ae^{i(2\pi\cdot x_1/L_\lambda-\omega\cdot t)} + Be^{i(2\pi\cdot x_1/L_\lambda+\omega\cdot t)}, \tag{2.13}$$

де A, B – константи, що дорівнюють амплітудам хвиль, які поширюються в двох протилежних напрямках від точки випромінювання;

L_λ – довжина хвилі,

ω - кутова швидкість;

j – приймає значення 1, 2, 3.

Рівняння (2.13) запишемо у вигляді, використавши хвильове число:

$$u_j = Ae^{i(kx_1-\omega\cdot t)} + Be^{i(kx_1+\omega\cdot t)}\ , \tag{2.14}$$

де $k=\omega/c=2\pi/L_\lambda$ - хвильове число,

c – швидкість ультразвуку в пружному середовищі.

У двох випадках перший доданок описує гармонійні коливання, що поширюються в додатньому напрямку x_1, а другий доданок описує коливання, що поширюються в протилежному напрямку. Елементарні частинки зміщення коливаються в напрямку, який є комбінацією векторів u_1, u_2, u_3 і, як правило, їх рух не буде паралельним до напрямку поширення хвилі. Оскільки ми розглядаємо поширення ультразвукових коливань в одному напрямку, то доданок із амплітудою B опустимо

В (2.13) та (2.14) невідомими величинами є довжина хвилі L_λ, швидкість поширення ультразвуку c та частота ω. Знайдемо співвідношення між цими величинами.

Диференціювання рівняння (2.14) по координаті x_1, враховуючи (2.11) та (2.12), дає наступні співвідношення для швидкості поширення ультразвуку c [14]:

$$\begin{aligned} c_l &= \frac{\omega L_{\lambda l}}{2\pi} = \frac{\omega}{k_l} = \sqrt{\frac{\lambda+2\mu}{\rho}} = \sqrt{\frac{E(1-\nu)}{\rho(1+\nu)(1-2\nu)}}\ , \\ c_t &= \frac{\omega L_{\lambda t}}{2\pi} = \frac{\omega}{k_t} = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} = \sqrt{\frac{E}{2\rho(1+\nu)}}\ , \end{aligned} \tag{2.15}$$

де c_l – швидкість поширення поздовжньої ультразвукової хвилі;

c_t — швидкість поширення поперечної ультразвукової хвилі;

k_l, k_t – відповідно хвильові числа поздовжньої та поперечної хвиль;

$L_{\lambda l}$, $L_{\lambda t}$ – відповідно довжина поздовжньої та поперечної хвиль.

Таким чином, хвильове поле ультразвукової хвилі складається зі зміни об'єму елементарного простору (стиск – розтяг) в напрямку поширення з швидкістю c_l та

круговими рухами без зміни об'єму в нормальному напрямку з швидкістю поширення c_t.

Результатом рівнянням (2.15) є об'єднання фізичної величини швидкості поширення ультразвукової хвилі з механічними та фізичними властивостями пружного середовища. На основі цих фізичних та механічних величин можна описати загальне хвильове поле в середовищі.

Для вираження зміщень елементарного об'єму пружного середовища у (2.12) через величини швидкості поширення поздовжньої та поперечної акустичних хвиль скористаємось принципом суперпозиції й розділимо його на два хвильових поля: поле поздовжньої хвилі та поперечної. Загальним підходом для розділення полів є метод Хельмхольца, в якому визначають два хвильові потенціали, скалярну функцію ϕ та векторну функцію ψ, що описують поздовжні U_L та поперечні U_S хвилі [82]:

$$U_L = \nabla\phi \ , \quad U_S = \nabla \times \Psi \ , \tag{2.16}$$

де $\nabla = \frac{\partial}{\partial x_1} + \frac{\partial}{\partial x_2} + \frac{\partial}{\partial x_3}$ - оператор Набла.

Перепишемо (2.16) його в Декартовій системі координат у такому вигляді:

$$\begin{aligned} U_L &= grad(\phi) = \frac{\partial\phi}{\partial x_1}e_1 + \frac{\partial\phi}{\partial x_2}e_2 + \frac{\partial\phi}{\partial x_3}e_3 \ , \\ U_S &= rot(\psi) = e_1\left(\frac{\partial\psi_3}{\partial x_2} - \frac{\partial\psi_2}{\partial x_3}\right) + e_2\left(\frac{\partial\psi_1}{\partial x_3} - \frac{\partial\psi_3}{\partial x_1}\right) + e_3\left(\frac{\partial\psi_2}{\partial x_1} - \frac{\partial\psi_1}{\partial x_2}\right) \ , \end{aligned} \tag{2.17}$$

де e_1, e_2, e_3 – одиничні вектори – орти, які напрямлені вздовж відповідних координатних осей.

Для пояснення фізичного змісту рівняння (2.17) розглянемо хвильовий фронт поздовжньої хвилі (рис. 2.7) в два моменти часу t_1 та t_2, різниця між якими є дуже малою величиною. Найбільш швидке переміщення будь-якої точки M, що належить хвильовому фронту за час $t_2 - t_1$, є відрізок прямої, напрямленої нормально до хвильового фронту.

Отже $grad(\phi)$ буде напрямлений у бік збільшення ϕ і за модулем приблизно дорівнювати різниці проекцій ϕ у відповідні моменти часу на осі координат, поділеній на проекцію d. Чим ближче один до одного будуть хвильові фронти, тим більше значення буде мати $grad(\phi)$.

Розглянемо поширення поперечної ультразвукової хвилі, рис. 2.8. Функція ротора описує рух точки по замкнутому контуру і дорівнює вектору, який напрямлений нормально до площини руху точки. За модулем цей вектор дорівнює подвійній частоті руху точки, так як період коливання рівний 2π, а круговий вектор проходить повний круг рівний 4π [36, 38]:

$$|rot(\psi)_{x1}| = 2\omega_{x1} \ , \quad |rot(\psi)_{x3}| = 2\omega_{x3} \ , \tag{2.18}$$

де ω_{x1}, ω_{x2} – частота руху елементарної частинки пружного середовища по замкнутому контуру в площинах, які нормально розміщені до відповідних координатних осей.

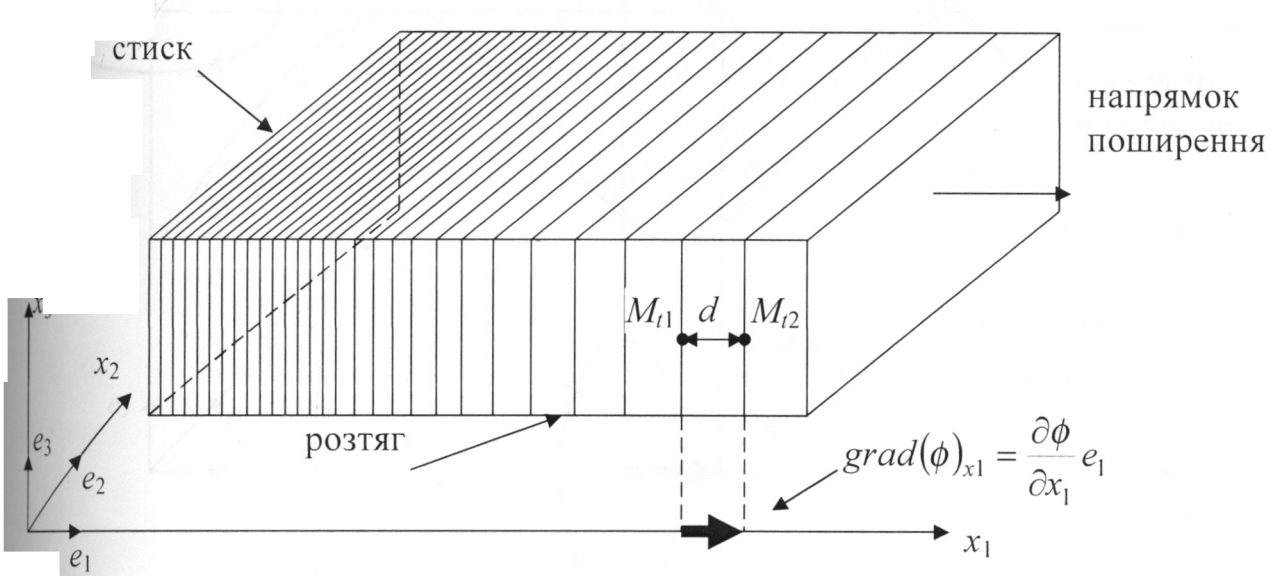


Рис. 2.7. Розповсюдження поздовжньої ультразвукової хвилі в елементі об'єму пружного тіла:

x_1, x_2, x_3 – координати; e_1, e_2, e_3 – одиничні вектори; M_{t1}, M_{t2} – точка, що лежить на хвильовому фронті у моменти часу t_1 та t_2.

Згідно (2.17 і 2.18), значення ротора функції буде тим більше, чим вища частота ультразвукової хвилі та більша її амплітуда.

Повне зміщення хвильового поля буде описуватись суперпозицією двох полів

$$\vec{u} = U_L + U_S \ . \tag{2.19}$$

Враховуючи (2.12), (2.15) та (2.16), можна записати:

$$\rho \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu)\nabla^2 \phi \ , \qquad \rho \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = \mu \nabla^2 \times \Psi \ . \tag{2.20}$$

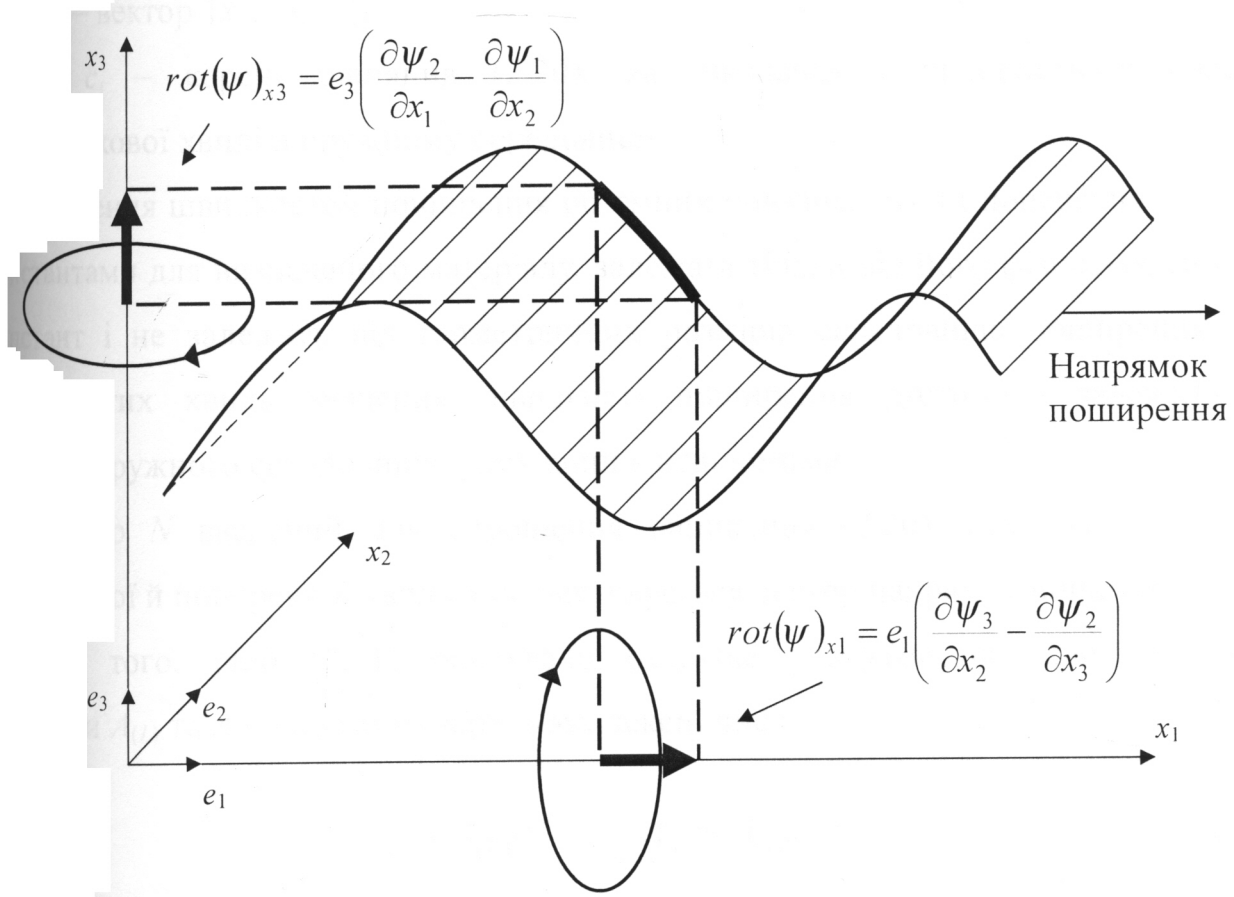


Рис. 2.8. Розповсюдження поперечної ультразвукової хвилі в елементарному об'ємі пружного тіла.

Виходячи з методу розв'язку диференційних рівнянь, нам потрібно знайти форму хвильових потенціалів ψ та ϕ, які є невідомими функціями в рівнянні (2.20)

для подальшого диференціювання та підставляння в (2.20). Для реального середовища з врахуванням попередньо визначених форм коливань частинок середовища поширення ультразвукових хвиль (2.13) хвильові потенціали запишемо в такій формі:

$$\phi = A_{(L)} e^{i\omega(N \cdot X / c_l - t)} = A_{(L)} e^{i\omega(N_1 x_1 / c_l + N_2 x_2 / c_l + N_3 x_3 / c_l - t)},$$
$$\Psi = A_{(S)} e^{i\omega(N \cdot X / c_t - t)} = A_{(S)} e^{i\omega(N_1 x_1 / c_t + N_2 x_2 / c_t + N_3 x_3 / c_t - t)}, \quad (2.21)$$

де N – вектор одиничної довжини, напрямлений нормально до хвильового фронту, визначає напрямки поширення поздовжніх та поперечних хвиль (рис. 2.9);

$A_{(L)}$, $A_{(S)}$ – амплітуди поздовжньої та поперечної хвиль відповідно;

X – вектор $\{x_1, x_2, x_3\}$;

c_i, c_t – корені рівняння (2.20), які визначають швидкість поширення ультразвукової хвилі в пружному середовищі.

Значення швидкостей поширення об'ємних повздовжніх та поперечних хвиль є константами для визначеного матеріалу, залежать тільки від його фізико-механічних констант і не залежать від геометричних розмірів середовища поширення. Для пластинчатих хвиль значення швидкості поширення додатково залежить від товщини пружного середовища, тому вони є невідомими.

Вектор N введений для спрощення вирішення (2.20), оскільки для опису поздовжньої й поперечної хвиль використовується вектор напрямку поширення.

Для того, щоб (2.21) описувало будь-яке ультразвукове хвильове поле, амплітуди $A_{(L)}$ та $A_{(S)}$ виразимо через комплексні числа:

$$\dot{A}_L = A_{(L)} e^{i\varphi_0}, \quad \dot{A}_S = A_{(S)} e^{i\varphi_0}, \quad (2.22)$$

де φ_0 – початкова фаза коливань.

Для опису напрямку поширення та частотних параметрів хвилі в нескінченному середовищі введемо хвильовий вектор, який є загальноприйнятим параметром опису поширення хвильового поля. Враховуючи векторне значення амплітуди, рівняння (2.21) виразимо через хвильовий вектор:

Або виразимо зміщення поздовжньої хвилі через окремі його компоненти зміщення, враховуючи, що у (2.21) зміщення в напрямку x_3 дорівнює нулю:

$$u_1 = N_1 A_L e^{i\omega(N_1 \cdot x_1 / c_l + N_2 \cdot x_2 / c_l - t)}, \quad u_2 = N_2 A_L e^{i\omega(N_1 \cdot x_1 / c_l + N_2 \cdot x_2 / c_l - t)}. \quad (2.28)$$

Розглянемо зміщення поперечної хвилі. Подібно до поздовжніх хвиль, запишемо вектор зміщення поперечних хвиль:

$$U_S = \nabla \times \Psi = \nabla \times \left(A_s e^{i\omega(N \cdot X / c_t - t)} \right). \quad (2.29)$$

Оскільки траєкторія руху елементарних частинок поперечних коливань лежить у площині x_1x_2, то векторний добуток $\nabla \times \psi$ матиме вигляд:

$$\nabla \times \psi = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x_1} \\ \frac{\partial}{\partial x_2} \\ \frac{\partial}{\partial x_3} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \psi_3 \end{pmatrix}. \quad (2.30)$$

Зміщення поперечної хвилі будуть, у координатах x_1x_2, згідно (2.21) такими:

$$u_1 = N_2 A_S e^{i\omega(N_1 \cdot x_1 / c_t + N_2 \cdot x_2 / c_t - t)}, \quad u_2 = N_1 A_S e^{i\omega(N_1 \cdot x_1 / c_t + N_2 \cdot x_2 / c_t - t)}. \quad (2.31)$$

Рух елементарних частинок у пружному середовищі завжди викликає напруження. В елементарному об'ємі твердого тіла можуть бути такі компоненти незалежних напружень [93]:

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ -\sigma_{12} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ -\sigma_{13} & -\sigma_{23} & \sigma_{33} \end{pmatrix}. \quad (2.32)$$

Виразимо на основі (2.9) та (2.10) головні напруження, які створює ультразвукова хвиля в даному середовищі, враховуючи (2.32):

$$\sigma_{11} = \lambda\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3}{\partial x_3}\right) + 2\mu\frac{\partial u_1}{\partial x_1},$$

$$\sigma_{22} = \lambda\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3}{\partial x_3}\right) + 2\mu\frac{\partial u_2}{\partial x_2}, \qquad (2.33)$$

$$\sigma_{33} = \lambda\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3}{\partial x_3}\right) + 2\mu\frac{\partial u_3}{\partial x_3}.$$

Напруження на гранях дорівнюватимуть:

$$\sigma_{12} = \mu\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_1}\right),$$

$$\sigma_{23} = \mu\left(\frac{\partial u_2}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3}{\partial x_2}\right), \qquad (2.34)$$

$$\sigma_{13} = \mu\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3}{\partial x_1}\right).$$

Враховуючи (2.26), напруження матимуть такий вигляд:

$$\sigma_{11} = \lambda\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3}{\partial x_3}\right) + 2\mu\frac{\partial u_1}{\partial x_1},$$

$$\sigma_{22} = \lambda\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3}{\partial x_3}\right) + 2\mu\frac{\partial u_2}{\partial x_2},$$

$$\sigma_{33} = \lambda\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3}{\partial x_3}\right) + 2\mu\frac{\partial u_3}{\partial x_3}, \qquad (2.35)$$

$$\sigma_{12} = \mu\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_1}\right),$$

$$\sigma_{23} = \sigma_{13} = 0.$$

Напруження, які викликані поширенням поздовжньої ультразвукової хвилі, знайдемо диференціюванням (2.28) по осях x_1, x_2 та підставляючи результат у (2.35):

$$\sigma_{11} = \left(\lambda N_1^2 + \lambda N_2^2 + 2\mu N_1^2\right)\frac{i\omega A_L}{c_l} e^{i\omega(N\cdot X/c_l - t)} ,$$

$$\sigma_{22} = \left(\lambda N_1^2 + \lambda N_2^2 + 2\mu N_2^2\right)\frac{i\omega A_L}{c_l} e^{i\omega(N\cdot X/c_l - t)} ,$$

$$\sigma_{33} = \left(\lambda N_1^2 + \lambda N_2^2\right)\frac{i\omega A_L}{c_l} e^{i\omega(N\cdot X/c_l - t)} , \qquad (2.36)$$

$$\sigma_{12} = 2\mu N_1 N_2 \frac{i\omega A_L}{c_l} e^{i\omega(N\cdot X/c_l - t)} .$$

На основі (2.15) напруження можна виразити через об'ємні хвилі c_l та c_t:

$$\sigma_{11} = \left(c_l - \frac{2c_t^2}{c_l} N_2^2\right) i\omega\rho A_L e^{i\omega(N\cdot X/c_l - t)} ,$$

$$\sigma_{22} = \left(c_l - \frac{2c_t^2}{c_l} N_1^2\right) i\omega\rho A_L e^{i\omega(N\cdot X/c_l - t)} ,$$

$$\sigma_{33} = \left(c_l - \frac{2c_t^2}{c_l}\right) i\omega\rho A_L e^{i\omega(N\cdot X/c_l - t)} , \qquad (2.37)$$

$$\sigma_{12} = \left(\frac{2c_t^2}{c_l} N_1 N_2\right) i\omega\rho A_L e^{i\omega(N\cdot X/c_l - t)} .$$

Аналогічно напишемо напруження, викликані поперечною хвилею, диференціюючи (2.31):

$$\sigma_{11} = \left(2\mu N_1 N_2\right)\frac{i\omega A_S}{c_t} e^{i\omega(N\cdot X/c_l - t)} , \quad \sigma_{22} = \left(-2\mu N_1 N_2\right)\frac{i\omega A_S}{c_t} e^{i\omega(N\cdot X/c_l - t)} ,$$

$$\sigma_{33} = 0 , \qquad \sigma_{12} = \left(N_1^2 - N_2^2\right)\frac{i\omega A_S}{c_t} e^{i\omega(N\cdot X/c_l - t)} . \qquad (2.38)$$

І знову аналогічно до поздовжніх хвиль, виразимо напруження поперечної хвилі через об'ємні хвилі:

$$\sigma_{11} = 2c_t N_1 N_2 i\omega\rho A_s e^{i\omega(N\cdot X/c_l - t)} , \qquad \sigma_{22} = -\sigma_{11} ,$$

$$\sigma_{33} = 0 , \qquad \sigma_{12} = \left(N_1^2 - N_2^2\right) c_t i\omega\rho A_s e^{i\omega(N\cdot X/c_l - t)} . \qquad (2.39)$$

В (2.37) та (2.39) отримано рівняння напружень, які викликають коливання елементарних частинок пружного середовища, що коливаються в площині x_1x_2.

Отримані математичні залежності повною мірою описують параметри хвильового поля об'ємних поздовжніх та поперечних хвиль, що поширюються тільки в площині x_1x_2. Ці математичні залежності будуть служити основою для опису хвильового поля пластинчатих хвиль. Проте вони не враховують взаємодію хвильового поля з границями розділу середовищ, що має місце в пластині з певною товщиною.

2.2.3 Визначення граничних умов поширення ультразвукових хвиль на межі розділу двох середовищ

Наведені вище рівняння є достатніми для опису поширення плоских поздовжніх та поперечних хвиль, але вони не враховують взаємодію хвильового поля і границь розділу середовищ, в яких вони поширюються. Розглянемо тепер взаємодію цих хвиль із границями розділу середовищ.

Припустимо, що плоска хвиля поширюється з одного напівнескінченного середовища у друге (рис. 2.10). Розділ середовищ являє собою нескінченну площину.

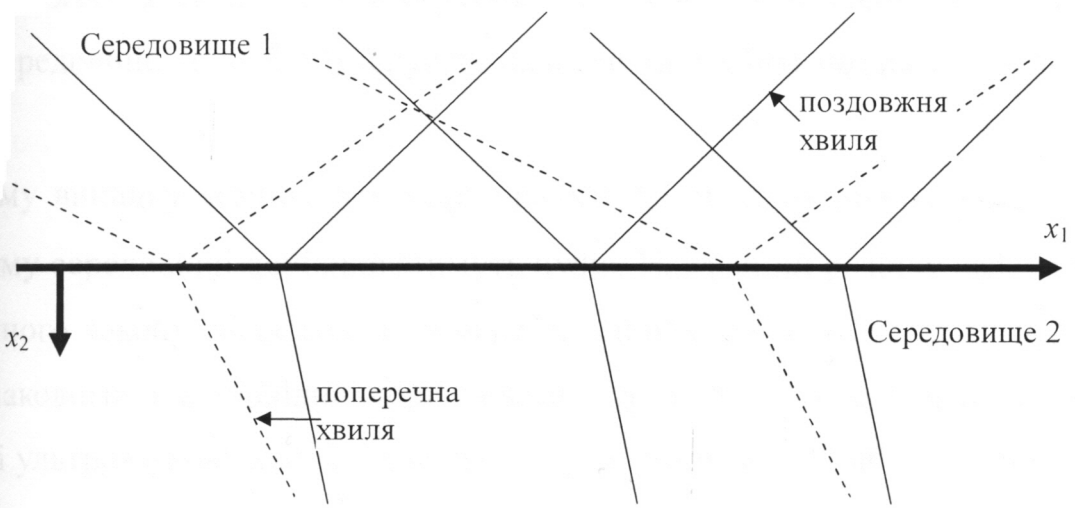


Рис. 2.10. Плоска об'ємна ультразвукова хвиля на межі розділу двох середовищ.

Розглянемо спочатку поздовжню ультразвукову хвилю, що поширюється в середовищі 1. Ця хвиля є нескінченно широкою, що простягається від -∞ до +∞ в напрямку x_1, і є неперервною в часі. Така хвиля описується рівнянням (2.28), тобто загальним рівнянням поширення ультразвукової хвилі без врахування граничних умов щодо форми коливань частинок елементарного об'єму та границь розділу середовищ.

Розглянемо властивості хвилі на границі розділу середовищ. Зміщення, викликані цією хвилею на границі розділу середовищ, приймаючи, що $x_2 = 0$, будуть такими

$$u_1 = N_1 A_L e^{i\omega(N_1 \cdot x_1 / c_l - t)} . \tag{2.40}$$

Або виразимо (2.40) через хвильове число:

$$u_1 = N_1 A_L e^{i(k_1 \cdot x_1 - \omega \cdot t)} . \tag{2.41}$$

Подібно до (2.41) виражається і зміщення u_2 на границі розділу середовищ. Воно матиме таку ж гармонічну складову вздовж границі розділу середовищ і тому також описуватиметься хвильовим числом k_1.

Розглянемо випадок, коли середовище 1 є пружним, а середовище 2 представляє вакуум. В зв'язку з тим, що ультразвукові хвилі не поширюються у вакуумі, в першому середовищі (рис. 2.10) існують падаючі та відбиті поздовжні й поперечні хвилі.

У цьому випадку компоненти нормального σ_{22} та тангенціального напружень σ_{12} у другому середовищі дорівнюватимуть нулю. На границі розділу середовищ під дією фізичного закону збереження та перетворення енергії компоненти напружень будуть однаковими і відповідно дорівнюватимуть нулю. Але оскільки в першому середовищі ультразвукова хвиля падає на межу їх розділу, для забезпечення рівності фізичних величин на межі розділу мусить бути інша хвиля з такими ж величинами напружень, але взятими з протилежним знаком. Така хвиля має бути присутньою вздовж всієї границі розділу середовищ протягом всього часу існування падаючої

хвил. Властивості хвиль у середовищі поширення обмежені, згідно теореми Фур'є, однаковими частотами, та згідно закону Снеліуса, однаковими просторовими формами на межі розділу середовищ (однакове хвильове число) [63]. Таким чином, відбита від границі розділу поздовжня хвиля матиме таку ж частоту, що і падаюча поздовжня хвиля, кути падіння будуть дорівнювати кутам відбиття. Подібно падаюча та відбита поперечні хвилі будуть мати однакові частоту та величину хвильового числа k_1, як і поздовжні падаюча та відбита хвилі. В загальному, ці умови можна записати так:

$$\begin{aligned} &\omega_{ЛП} = \omega_{LB} = \omega_{SП} = \omega_{SB} \ , \\ &k_{1(ЛП)} = k_{1(LB)} = k_{1(SП)} = k_{1(SB)} \ , \end{aligned} \tag{2.42}$$

де індекс *ЛП* – відповідає падаючій поздовжній хвилі,

індекс *LB* – відповідає відбитій поздовжній хвилі,

індекс *SП* – відповідає падаючій поперечній хвилі,

індекс *SB* – відповідає відбитій поперечній хвилі.

Умова (2.42) означає, що всі хвилі мають однакові компоненти фазової швидкості поширення у напрямку x_1 :

$$c_ф = \frac{\omega}{k_1} \ . \tag{2.43}$$

Оскільки падаюча поздовжня хвиля описується рівнянням (2.41), та її амплітуда є відомою, то залишаються невідомими величини амплітуд ще трьох хвиль. Знайти невідомі амплітуди хвиль можна, виходячи з граничних умов на границі розділу середовищ при $x_2 = 0$, $\sigma_{22} = \sigma_{12} = 0$.

На практиці можна виміряти також амплітуду падаючої поперечної хвилі й, враховуючи граничні умови, визначити закон поширення поперечних ультразвукових хвиль.

Розглянемо випадок, коли перше і друге середовище є пружними тілами з різними фізико-механічними властивостями.

У такому випадку в двох середовищах можуть одночасно поширюватись 8-м хвиль (рис. 2.10):

– падаюча поздовжня;

– падаюча поперечна;

– відбита поздовжня;

– відбита поперечна;

– заломлена поздовжня від падаючої поздовжньої;

– заломлена поперечна від падаючої поздовжньої;

– заломлена поздовжня від падаючої поперечної;

– заломлена поперечна від падаючої поперечної.

На основі (2.42) рівність хвильових компонентів поздовжньої та поперечної хвиль у двох середовищах є умовою рівності таких величин:

– нормальне напруження σ_{22};

– тангенціальне напруження σ_{12};

– нормальне зміщення u_2;

– тангенціальне зміщення u_1.

При ідеальному зчепленні середовищ ці величини повинні бути рівними по всій довжині границі їх розділу.

Вважатимемо, що площини двох середовищ ідеально гладкі, тоді граничні умови на межі розділу двох середовищ, враховуючи (2.42) для всіх ультразвукових хвиль, можна записати у вигляді:

$$\omega_{(1)} = \omega_{(2)} , \qquad k_{1(1)} = k_{1(2)} , \tag{2.44}$$

де індексами в дужках позначені середовища.

Таким чином, із вісьмома типами хвиль на границі розділу середовищ та чотирма рівняннями граничних умов (2.42) та (2.44), віднаходження величин амплітуд хвиль буде однозначним, якщо будуть відомими закони поширення будь-яких чотирьох хвиль.

Розглянемо поширення пружних хвиль вздовж осі x_1. Вісім типів хвиль на межі розділу двох середовищ, що поширюються під деяким кутом до площини x_1, об'єднуються за частотою та хвильовим числом, умова (2.44). Проте, якщо підставити умову (2.44) в рівняння (2.28), ми побачимо, що дана умова буде справджуватись не тільки коли $x_2 = 0$, але при будь-якому значенні $x_2 = \text{const}$. Таким чином, ми можемо описати поширення всіх хвиль у будь-якій точці простору (x_1, x_2), виразивши закон їх руху через координату x_1.

Згідно закону Снеліуса, відношення між поздовжньою та поперечною хвилями:

$$\frac{N_{1(L)}}{c_l} = \frac{N_{1(S)}}{c_t} , \tag{2.45}$$

де змінні, позначені в дужках, відносяться до: L – поздовжня хвиля, S – поперечна хвиля.

Постійною для всієї системи будуть також хвильове число k_1 та фазова швидкість c_ϕ в напрямку x_1:

$$C_H = \frac{N_{1(L)}}{c_l} = \frac{N_{1(S)}}{c_t} = \frac{k_1}{\omega} = \frac{1}{c_\phi} = \frac{\sin(\theta_L)}{c_l} = \frac{\sin(\theta_S)}{c_t} , \tag{2.46}$$

де θ_L – кут нахилу падаючої та відбитої поздовжніх хвиль,

θ_S – кут нахилу падаючої та відбитої поперечних хвиль,

C_H – константа Снеліуса.

Оскільки кут нахилу вектора поширення хвилі відноситься до всіх хвиль (падаючої, заломленої, відбитої) і є абсолютним значенням кута між віссю напрямку поширення хвилі й нормаллю до границі розділу, то з (2.46) матимемо:

$$N_{1(L)} = c_l \cdot C_H , \quad N_{1(S)} = c_t \cdot C_H . \tag{2.47}$$

Із раніше прийнятих умов поширення хвиль у протилежних напрямках можна стверджувати, що ультразвукова хвиля, яка поширюється вздовж додатнього

напрямку x_1, має позитивне значення константи Снеліуса і від'ємне в протилежному напрямку поширення.

Враховуючи, що хвиля поширюється під кутом до границі розділу середовищ, і приймаючи до уваги (2.46), знайдемо значення векторів $N_{(L)}$ та $N_{(S)}$ для напрямку x_2:

$$N_{2(L\pm)} = \pm\sqrt{1 - c_l^2 Cн^2}\ , \qquad N_{2(S\pm)} = \pm\sqrt{1 - c_t^2 Cн^2}\ , \tag{2.48}$$

де доданки зі знаком плюс будуть відповідати компонентам тих хвиль, які мають напрямок у додатньому напрямку x_2. Таким чином, на рис. 2.10, хвилі, які поширюються вздовж осі x_2 мають додатні значення.

Тепер рівняння (2.28), (2.37) зміщення та напруження можуть бути описаними в термінах константи Снеліуса для поздовжніх хвиль:

$$\begin{aligned}
u_1 &= c_l \cdot Cн \cdot A_{L\pm} e^{i\omega\left(Cн\cdot x_1 \pm \sqrt{1-c_l^2 Cн^2}\cdot x_2 / c_l - t\right)}, \\
u_2 &= \pm\sqrt{1 - c_l^2 Cн^2} \cdot A_{L\pm} e^{i\omega\left(Cн\cdot x_1 \pm \sqrt{1-c_l^2 Cн^2}\cdot x_2 / c_l - t\right)}, \\
\sigma_{11} &= \left(c_l - \frac{2c_t^2}{c_l} + 2c_l c_t^2 Cн^2\right) i\omega\rho \cdot A_{L\pm} e^{i\omega\left(Cн\cdot x_1 \pm \sqrt{1-c_l^2 Cн^2}\cdot x_2 / c_l - t\right)}, \\
\sigma_{22} &= c_l\left(1 - 2c_t^2 Cн^2\right) i\omega\rho \cdot A_{L\pm} e^{i\omega\left(Cн\cdot x_1 \pm \sqrt{1-c_l^2 Cн^2}\cdot x_2 / c_l - t\right)}, \\
\sigma_{33} &= \left(c_l - \frac{2c_t^2}{c_l}\right) i\omega\rho \cdot A_{L\pm} e^{i\omega\left(Cн\cdot x_1 \pm \sqrt{1-c_l^2 Cн^2}\cdot x_2 / c_l - t\right)}, \\
\sigma_{12} &= \pm 2c_t^2 Cн \cdot \sqrt{1 - c_l^2 Cн^2} \cdot i\omega\rho \cdot A_{L\pm} e^{i\omega\left(Cн\cdot x_1 \pm \sqrt{1-c_l^2 Cн^2}\cdot x_2 / c_l - t\right)}.
\end{aligned} \tag{2.49}$$

Зміщення для поперечних хвиль згідно (2.31):

$$\begin{aligned}
u_1 &= \pm\sqrt{1 - c_t^2 Cн^2} \cdot A_{S\pm} e^{i\omega\left(Cн\cdot x_1 \pm \sqrt{1-c_l^2 Cн^2}\cdot x_2 / c_t - t\right)}, \\
u_2 &= -c_t \cdot Cн \cdot A_{S\pm} e^{i\omega\left(Cн\cdot x_1 \pm \sqrt{1-c_l^2 Cн^2}\cdot x_2 / c_l - t\right)}.
\end{aligned} \tag{2.50}$$

Напруження поперечних хвиль дорівнює згідно (2.39):

$$\sigma_{11} = \pm 2c_t^2 \cdot Cн^2 \cdot \sqrt{1 - c_l^2 Cн^2}\, i\omega\rho \cdot A_{S\pm} e^{i\omega\left(Cн \cdot x_1 \pm \sqrt{1-c_l^2 Cн^2} \cdot x_2 / c_t - t\right)}$$

$$\sigma_{22} = -\sigma_{11}\ , \qquad (2.51)$$

$$\sigma_{12} = c_t^2 \cdot \sqrt{1 - c_l^2 Cн^2}\, i\omega\rho \cdot A_{S\pm} e^{i\omega\left(Cн \cdot x_1 \pm \sqrt{1-c_l^2 Cн^2} \cdot x_2 / c_t - t\right)}$$

Таким чином, (2.49) – (2.51) дають повний опис хвильового поля в пружному середовищі з врахуванням границь розділу, описаних у термінах, які є відомими для всіх хвиль: швидкості поширення та частоті поздовжньої та поперечної об'ємних хвиль, константи Снеліуса.

2.2.4 Аналіз хвильового поля при критичних кутах поширення хвиль

Проведемо аналіз хвильового поля залежно від кута нахилу падаючої хвилі в межах 0° - 90°. Коли хвиля падає на границю розділу двох середовищ, залежно від кута падіння заломлена хвиля в другому середовищі розщеплюється на поздовжню і поперечну. Залежно від кута падіння, в другому середовищі можуть існувати дві або тільки одна з цих хвиль.

Розглянемо поширення падаючої поздовжньої хвилі на границю розділу середовищ пружне тіло – вакуум поздовжньої хвилі з довільним кутом нахилу θ_L в межах 0° - 90°. Приймаємо, що швидкість поширення у напрямку її руху є швидкістю об'ємної поздовжньої хвилі з частотою ω. З (2.46) можна визначити для цієї хвилі значення константи Снеліуса. Значення $sin(\theta_L)$ є завжди меншим за одиницю, оскільки хвиля падає під деяким кутом, то добуток $Cн \cdot c_l$ буде також менший за одиницю, а величина фазової швидкості більша за швидкість c_l. При відбитті падаючої поздовжньої хвилі утворюється відбита поздовжня хвиля з кутом нахилу $|\theta_L|$ і відбита поперечна хвиля, у якої швидкість поширення менша, ніж у поздовжньої, тому і кут нахилу менший від θ_L. В пружному середовищі відсутні інші хвилі.

Тепер розглянемо поширення поперечної хвилі під кутом у напрямку розділу середовищ: пружне тіло – вакуум. Із малими значеннями кута нахилу θ_S

утворюються відбиті поздовжня та поперечна хвилі з такими ж властивостями, як і в першому випадку. Проте, коли кут нахилу падаючої поперечної хвилі почне збільшуватись, то досягне критичного значення, будучи все ще меншим за 90°. Коли кут нахилу поздовжньої хвилі буде дорівнювати 90°, то в цій точці відбиття вона поширюватиметься паралельно до поверхні розділу середовищ. Добуток $C_H \cdot c_l$ дорівнюватиме одиниці згідно (2.46), а швидкість поширення – швидкості об'ємної поздовжньої хвилі (рис. 2.11).

Розглянемо випадок, коли падаюча поперечна хвиля має кут нахилу більший, аніж перший критичний.

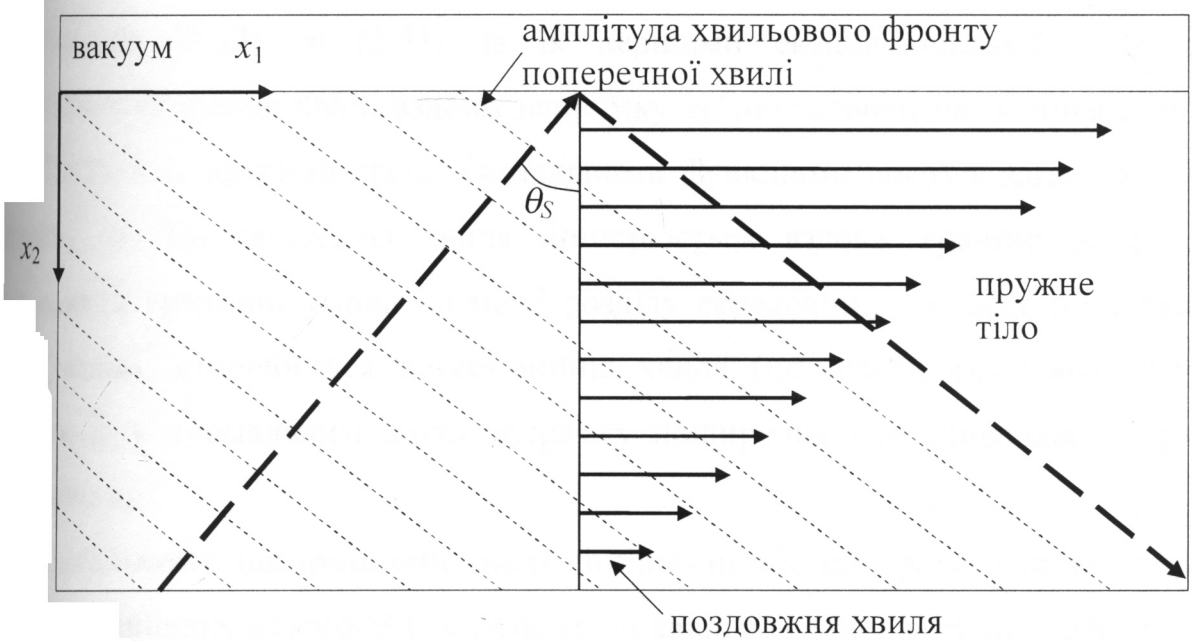


Рис. 2.11. Падаюча поперечна хвиля з першим критичним кутом нахилу.

Властивості поперечної хвилі залишаються такими ж, як і у попередньому випадку, а поздовжня хвиля стає неоднорідною, тому що її добуток $C_H \cdot c_l$ є більший за одиницю і фазова швидкість стає меншою за швидкість об'ємної хвилі. В цьому випадку N_{2L} в (2.48) стає комплексною величною, в якої дійсна частина дорівнює нулю. Рівняння (2.49) для хвилевого зміщення набуде такого вигляду:

$$u_1 = c_l \cdot Cн \cdot A_{L+} e^{i\omega\left(Cн \cdot x_1 + i\sqrt{c_l^2 Cн^2 - 1} \cdot x_2 / c_l - t\right)},$$
$$u_2 = i\sqrt{c_l^2 Cн^2 - 1} \cdot A_{L+} e^{i\omega\left(Cн \cdot x_1 + i\sqrt{c_l^2 Cн^2 - 1} \cdot x_2 / c_l - t\right)}. \quad (2.52)$$

Відділивши уявну складову від дійсної в (2.52), отримаємо рівняння, які описують таку форму коливань:

$$u_1 = c_l \cdot Cн \cdot A_{L+} \cdot e^{i\omega(Cн \cdot x_1 - t)} e^{-\omega\left(\sqrt{c_l^2 Cн^2 - 1} \cdot x_2 / c_l\right)},$$
$$u_2 = i\sqrt{c_l^2 Cн^2 - 1} \cdot A_{L+} \cdot e^{i\omega(Cн \cdot x_1 - t)} e^{-\omega\left(\sqrt{c_l^2 Cн^2 - 1} \cdot x_2 / c_l\right)}. \quad (2.53)$$

Рівняння (2.52) та (2.53) за їх першими експоненціальними функціями показують поширення хвилі вздовж напрямку x_1, що задовільняє вимоги граничних умов (2.42), а за другими експоненціальними функціями показує загасання хвилі в напрямку x_2. Ця загасаюча хвиля поширюється вздовж границі розділу, щоб задовільнити граничні умови на межі розділу середовищ, і загасає в напрямку x_2. Таким чином, створюється негармонійна хвиля (псевдохвиля), у якої зміщення частинок u_2 є нормальним щодо напрямку поширення і не співпадає за фазою з зміщенням u_1.

У загальному, негармонійні хвилі, поздовжні або поперечні будуть існувати в будь-якому випадку взаємодії ультразвукової хвилі з границею розділу середовищ по всій його довжині, де фазова швидкість в одному середовищі є меншою, ніж об'ємна швидкість. Ці хвилі не можуть забирати хвильову енергію в напрямку від границі розділу через швидке загасання в напрямку x_2, а переносять її вздовж границі.

Наведена теорія є достатньою для опису характеристик нескінченних однорідних ультразвукових хвиль у нескінченному пружному середовищі та комбінацією, яка є необхідною для їх існування, коли пружний простір є поділеним на дві частини з різними акустичними властивостями. При доведенні цієї теорії було зроблено перехід від опису однієї хвилі до опису множини хвиль і, як результат, було змінено наголос від описання властивостей однієї хвилі з власним напрямком поширення до ідеї опису складної хвилі, що є лінійною суперпозицією окремих

хвиль, які поширюються в напрямку, паралельному до границі розділу середовищ. Враховано властивості й умови існування негармонійної ультразвукової хвилі, що є частиною складної хвилі на границі розділу багатьох середовищ.

2.2.5 Поширення ультразвуку в багатошаровій системі

Для розгляду поширення ультразвуку в багатошаровій системі (рис. 2.12) опишемо його властивості при двох границях розділу середовищ, які утворюють шар зі скінчених геометричних розмірів. Утворений шар буде нескінченним по своїй ширині й довжині в напрямках, які лежать у площині границі поділу середовищ, і буде межувати з двома напівнескінченними просторами по обидва свої боки.

Проведемо аналіз поширення акустичних хвиль вздовж багатошарового простору, який полягає у віднаходженні граничних умов для компонентів хвиль на межі розділу цих середовищ. Шуканими компонентами будуть: частота, хвильове число напрямку поширення вздовж границі розділу k_1 та набір амплітуд падаючих та відбитих поздовжніх і поперечних ультразвукових хвиль для кожного шару. Відшукати рішення для всієї множини значень частоти та хвильового числа є складною задачею. Тому розв'язок будемо шукати для значень амплітуд у всіх шарах, і на основі отриманих результатів віднайдемо величину частоти та хвильового числа так, щоб задовольнити граничні умови.

Величини, компоненти яких у двох середовищах повинні дорівнювати одні одним для всіх хвиль на границі розділу, є такими:

- зміщення частинок u_1 у напрямку x_1;
- зміщення частинок u_2 у напрямку x_2;
- напруження σ_{22} нормальне до площини границі розділу середовищ;
- напруження σ_{12} тангенціальне до площини розділу середовищ.

Інші компоненти напружень дорівнюють нулю, так як хвилі в інших напрямках не поширюються.

Замінимо для простоти деякі складові:

$$C_\alpha = \sqrt{1 - c_l^2 Cн^2}\ , \quad C_\beta = \sqrt{1 - c_t^2 Cн^2}\ , \quad C_{2\beta} = 1 - 2c_t^2 Cн^2\ ,$$
$$g_\alpha = e^{i\omega\sqrt{1-c_l^2 Cн^2}\cdot x_2/c_l}\ , \quad g_\beta = e^{i\omega\sqrt{1-c_t^2 Cн^2}\cdot x_2/c_t}\ , \quad C_i = i\omega\rho\ . \tag{2.54}$$

Тоді для поздовжніх хвиль, які поширюються в додатньому напрямку x_2, рівняння зміщення матиме вигляд:

$$u_1 = c_l Cн \cdot g_\alpha e^{i\omega(Cн\cdot x_1 - t)} A_{(L+)}\ ,$$
$$u_2 = C_\alpha g_\alpha e^{i\omega(Cн\cdot x_1 - t)} A_{(L+)}\ . \tag{2.55}$$

$$\sigma_{22} = c_l C_i C_{2\beta} g_\alpha e^{i\omega(Cн\cdot x_1 - t)} A_{(L+)}\ ,$$
$$\sigma_{12} = 2Sc_t^2 C_i C_\alpha g_\alpha e^{i\omega(Cн\cdot x_1 - t)} A_{(L+)}\ . \tag{2.56}$$

Для поздовжніх хвиль, які поширюються у від'ємному напрямку:

$$u_1 = \frac{c_l Cн}{g_\alpha} e^{i\omega(Cн\cdot x_l - t)} A_{(L-)}\ , \quad u_2 = \frac{-C_\alpha}{g_\alpha} e^{i\omega(Cн\cdot x_l - t)} A_{(L-)}\ ,$$
$$\sigma_{22} = \frac{c_l C_i C_{2\beta}}{g_\alpha} e^{i\omega(Cн\cdot x_l - t)} A_{(L-)}\ , \quad \sigma_{12} = \frac{-2Cн\cdot c_t^2 C_i C_\alpha}{g_\alpha} e^{i\omega(Cн\cdot x_l - t)} A_{(L-)}\ . \tag{2.57}$$

Для поперечних хвиль, які поширюються в додатньому напрямку x_2:

$$u_1 = C_\beta g_\beta e^{i\omega(Cн\cdot x_1 - t)} A_{(S+)},$$
$$u_2 = -c_t Cн \cdot g_\beta e^{i\omega(Cн\cdot x_1 - t)} A_{(S+)}\ ,$$
$$\sigma_{22} = -2Cн \cdot c_t^2 C_i C_\beta g_\beta e^{i\omega(Cн\cdot x_1 - t)} A_{(S+)}\ , \tag{2.58}$$
$$\sigma_{12} = c_t C_i C_{2\beta} g_\beta e^{i\omega(Cн\cdot x_1 - t)} A_{(S+)}\ .$$

Для поперечних хвиль, які поширюються у від'ємному напрямку:

$$
\begin{aligned}
u_1 &= \frac{-C_\beta}{g_\beta} e^{i\omega(C_H \cdot x_1 - t)} A_{(s-)}, \\
u_2 &= \frac{-c_t C_H}{g_\beta} e^{i\omega(C_H \cdot x_1 - t)} A_{(s-)}, \\
\sigma_{22} &= \frac{2C_H \cdot c_t^2 C_i C_\beta}{g_\beta} e^{i\omega(C_H \cdot x_1 - t)} A_{(s-)}, \\
\sigma_{12} &= \frac{c_t C_i C_{2\beta}}{g_\beta} e^{i\omega(C_H \cdot x_1 - t)} A_{(S-)}.
\end{aligned}
\tag{2.59}
$$

Можна помітити, що у всіх рівняннях (2.55) – (2.59) є однаковий множник $e^{i\omega(C_H \cdot x_1 - t)}$, який вказує на гармонійне поширення в напрямку x_1. Цей множник не вносить ніяких змін у загальний вигляд кожної хвилі зокрема, оскільки він є однаковим для всіх хвиль. Тому даним множником при пошуку значення амплітуд можна знехтувати, проте потрібно врахувати при описі поширення хвилі. Щоб показати зв'язок складових коливного процесу запишемо рівняння (2.55) – (2.59) в матричній формі:

$$
\begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{12} \end{bmatrix} = DF \times \begin{bmatrix} A_{(L+)} \\ A_{(L-)} \\ A_{(S+)} \\ A_{(S-)} \end{bmatrix}, \tag{2.60}
$$

де $DF = \begin{bmatrix} c_l C_H \cdot g_\beta & \frac{c_l C_H}{g_\alpha} & C_\beta g_\beta & \frac{-C_\beta}{g_\beta} \\ C_\alpha g_\alpha & \frac{-C_\alpha}{g_\alpha} & -c_t C_H \cdot g_\beta & \frac{-c_t C_H}{g_\beta} \\ c_l C_i C_{2\beta} g_\alpha & \frac{c_l C_i C_{2\beta}}{g_\alpha} & -2C_H \cdot c_t C_i C_\beta g_\beta & \frac{2C_H \cdot c_t^2 C_i C_\beta}{g_\beta} \\ 2C_H \cdot c_t^2 C_i C_\alpha g_\alpha & \frac{-2C_H \cdot c_t^2 C_i C_\alpha}{g_\alpha} & c_t C_i C_{2\beta} g_\beta & \frac{c_t C_i C_{2\beta}}{g_\beta} \end{bmatrix}$.

Матриця (2.60) є матрицею поля поширення хвилі, яка описує взаємозв'язки між амплітудами хвиль, зміщеннями та напруженнями в будь-якому шарі. Її

ефіцієнти залежать від значення точки спостереження відносно координати x_2, кустичного імпедансу матеріалу шару (ρ, c_l, c_t), частоти коливань ω та константи неліуса C_H. Константа Снеліуса визначається за допомогою хвильового числа k_1 здовж осі x_1 та частоти.

Для подальшого аналізу розглянемо систему з трьох шарів та двох напівнескінченних просторів (рис. 2.12). Напівнескінченні простори будуть завжди вміщені в модель, навіть якщо це буде вакуум. Орієнтація системи в просторі не впливає на поширення хвиль, а важливим є тільки взаєморозміщення шарів один відносно одного. Припустимо, що кожен шар матиме початок координат x_2 на верхній границі розділу, окрім верхнього напівпростору, у якого вісь x_2 починається на нижній границі розділу. Такий поділ є зручним, оскільки фазова різниця швидкостей при переході хвилею границі розділу середовищ враховується комплексною амплітудою. Початкове значення фази для вирішення (2.60) не потрібне, так як завжди можна вибрати початок координат, який співпадає з початковою фазою. Початкове значення фази визначатиметься поздовжньою падаючою хвилею у першому напівпросторі.

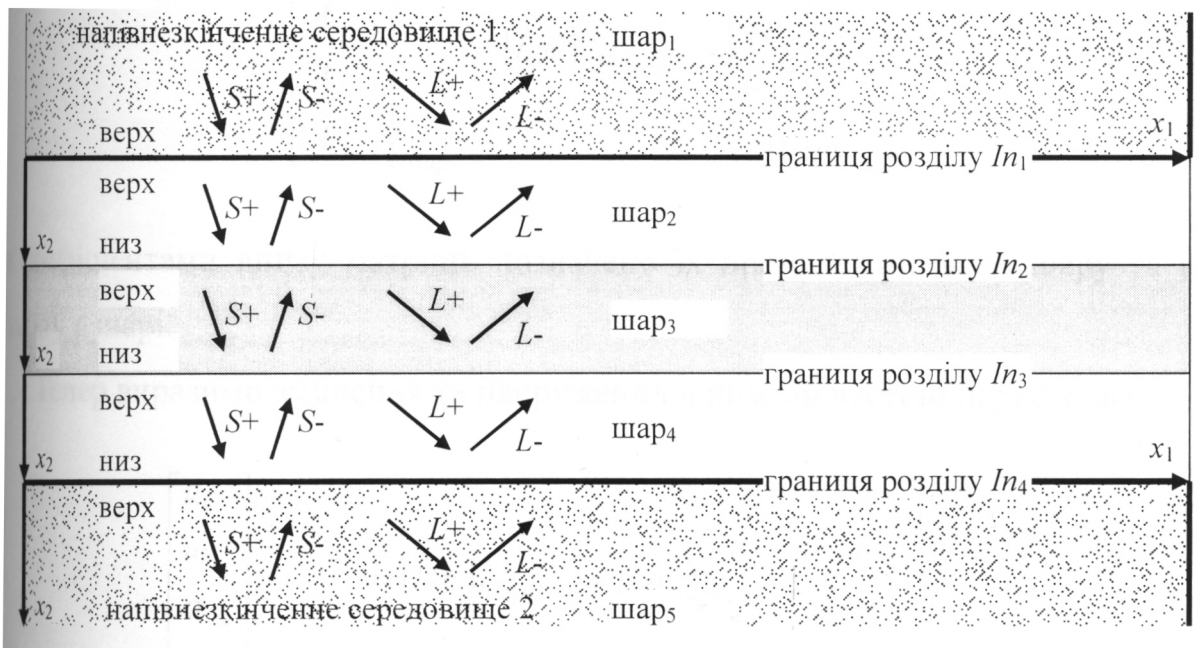


Рис. 2.12. Позначення трьохшарової системи з двома напівнескінченними середовищами.

Отримане рішення (2.60) дає можливість описати ультразвукове поле поздовжньої та поперечної хвиль у багатошаровій системі через опис їх властивостей у кожному шарі зокрема. Більш простіше рішення даного хвильового процесу можна розв'язати з використанням методу передаточних коефіцієнтів.

2.3 Розв'язок багатошарової системи методом матриці передаточних коефіцієнтів

Метод матриці передаточних коефіцієнтів описує багатошарову систему як набір чотирьох рівнянь, що визначають вхідні параметри хвильового поля на першій границі розділу середовищ по відношенню до останньої границі розділу [69].

Припустимо, що нам відомі зміщення та напруження на границі розділу In_1. Амплітуди чотирьох хвиль на початку другого шару знайдемо, інвертуючи матрицю DF:

$$\begin{bmatrix} A_{(L+)} \\ A_{(L-)} \\ A_{(S+)} \\ A_{(S-)} \end{bmatrix}_{Шар_2} = [DF]^{-1}_{Шар_2,верх} \times \begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{12} \end{bmatrix}_{Шар_2,верх}, \qquad (2.61)$$

де коефіцієнтами внизу матриць позначено їх приналежність до шару та границі розділу в шарі.

Тепер виразимо зміщення та напруження в нижній частині другого шару:

$$\begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{12} \end{bmatrix}_{Шар_2,низ} = [DF]_{Шар_2,низ} \times [DF]^{-1}_{Шар_2,верх} \times \begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{12} \end{bmatrix}_{Шар_2,верх}. \qquad (2.62)$$

Добуток матриць (2.62) описує хвильові напруження та зміщення між верхом та низом одного шару. Назвемо такий добуток матрицею одного шару, яка для другого шару матиме такий вигляд:

$$[Шар]_{Шар_2} = [DF]_{Шар_2,низ} \times [DF]^{-1}_{Шар_2,верх} \ . \qquad (2.63)$$

Оскільки як вищедоведено, що зміщення та напруження повинні бути однаковими на границі розділу двох шарів, то:

$$\begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{12} \end{bmatrix}_{Шар_3,верх} = \begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{12} \end{bmatrix}_{Шар_2,низ} = [Шар]_{Шар_2} \times \begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{12} \end{bmatrix}_{Шар_2,верх} \ . \qquad (2.64)$$

Рівняння (2.64) визначає хвильові напруження та зміщення на верху третього шару через хвильові напруження та зміщення визначені на верху другого шару. Таким чином, хвильові напруження та зміщення для останнього шару будуть:

$$\begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{12} \end{bmatrix}_{Шар_5,верх} = [СШ]_n \times \begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{12} \end{bmatrix}_{Шар_2,верх} \ , \qquad (2.65)$$

де $[СШ]_n$ – матриця системи довільної кількості шарів, яку можна так виразити через матриці шарів так:

$$[СШ]_n = [Шар]_2 \times [Шар]_3 \times ... \times [Шар]_{n-1} \ . \qquad (2.66)$$

Рівняння (2.65) описує поширення вільних ультразвукових коливань у напрямку x_1 без втрат та без вводу додаткової кількості енергії.

Розглянемо два випадки поширення вільних ультразвукових коливань у багатошаровій системі:

– два напівнескінченні простори є вакуумом;

– два напівнескінченні простори є пружним середовищем.

Коли напівнескінченними просторами є вакуум, то значення напружень на границі розділу цих середовищ і пружних внутрішніх шарів дорівнюють нулю. Таким чином, матриця системи матиме такий вигляд:

$$\begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}_{Шар_5,верх} = [СШ]_n \times \begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}_{Шар_2,верх} . \qquad (2.67)$$

Враховуючи, що окремі елементи матричного множення дорівнюватимуть нулю згідно (2.67), отримаємо для компонентів напружень:

$$\begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} SP_{31} & SP_{32} \\ SP_{41} & SP_{42} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \end{bmatrix}_{Шар_1,верх} . \qquad (2.68)$$

В (2.68) із матриці системи шарів взято матрицю розміром 2×2 – рядки 3 та 4, стовпці 1 та 2. Для розв'язку (2.68) запишемо її визначник f як характеристичну функцію:

$$f = SP_{31} \cdot SP_{42} - SP_{41} \cdot SP_{32} = 0 \ . \qquad (2.69)$$

Зміст (2.69) полягає в тому, що якщо в багатошаровій системі є вільні ультразвукові хвилі, які поширюються в напрямку x_1, то значення їх частоти та хвильового числа будуть розв'язком (2.69). Отже, за допомогою (2.69) можна визначити дві невідомі величини – частоту та хвильове число пластинчатих хвиль.

Для розгляду поширення вільних коливань вздовж пластини, з обох боків якої є пружний простір, нам потрібно зробити припущення, що енергія не виходить із простору пластини в напівнескінченний простір довкола неї. Ця умова випливає з визначення вільних коливань. Щоб задовольняти ці вимоги, ультразвукова хвиля повинна поширюватися в певному напрямку.

Запишемо рівняння амплітуд ультразвукових хвиль для першого та останнього шарів, виходячи з (2.61) та (2.65):

$$\begin{bmatrix} A_{(L+)} \\ A_{(L-)} \\ A_{(S+)} \\ A_{(S-)} \end{bmatrix}_{Шар_n} = [DF]^{-1}_{Шар_n, верх} \times [СШ]_n \times [DF]_{Шар_1, (x_2=0)} \times \begin{bmatrix} A_{(L+)} \\ A_{(L-)} \\ A_{(S+)} \\ A_{(S-)} \end{bmatrix}_{Шар_1} . \qquad (2.70)$$

Згідно визначення, в систему не додається додаткової енергії, тому падаючі хвилі в обох нескінченних напівпросторах дорівнюватимуть нулю:

$$\begin{bmatrix} A_{(L+)} \\ 0 \\ A_{(S+)} \\ 0 \end{bmatrix}_{Шар_n} = [DF]^{-1}_{Шар_n, верх} \times [СШ]_n \times [DF]_{Шар_1, (x_2=0)} \times \begin{bmatrix} 0 \\ A_{(L-)} \\ 0 \\ A_{(S-)} \end{bmatrix}_{Шар_1} . \qquad (2.71)$$

Позначимо добуток матриць, як $[SP] = [DF]^{-1}_{Шар_5, верх} \times [СШ]_5 \times [DF]_{Шар_1, (x_2=0)}$. Запишемо рівняння для членів матриці, які дорівнюють нулю:

$$\begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} SP_{22} & SP_{24} \\ SP_{42} & SP_{44} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} A_{(L-)} \\ A_{(S-)} \end{bmatrix}_{Шар_1} . \qquad (2.72)$$

Згідно (2.72), визначник матриці SP повинен дорівнювати нулю. Позначимо його характеристичною функцією f:

$$f = SP_{22}SP_{44} - SP_{42}SP_{24} = 0 . \qquad (2.73)$$

За допомогою (2.73) можна відшукати значення амплітуд пластинчатих хвиль у багатошаровій системі, в якій два напівнескінченні простори є пружним середовищем.

Розглянемо властивості характеристичної функції f. Як бачимо з (2.69) та (2.73), знайти невідомі значення амплітуд ультразвукових пластинчатих хвиль, їх частоти та хвильового числа можна лише у випадку, коли одне напівнескінченне середовище є вакуумом, а інше пружним, оскільки в першому випадку в (2.69) знаходяться значення частоти та хвильового числа, а в другому (2.73) – величини амплітуд.

Для проведення обчислення характеристичних функцій знайдемо аналітичний вираз для матриці шару $[СШ]$, яка дорівнює добуткові прямої та інвертованої матриць $[DF]$, що описують поширення ультразвукових хвиль на верхній та нижній границях розділу шару. Інвертована матриця $[DF]$ із (2.60) матиме такий вигляд:

$$[DF]^{-1} = \begin{bmatrix} \frac{c_t^2 \cdot \text{Сн}}{c_l} & \frac{C_{2\beta}}{2C_\alpha} & \frac{1}{2c_l \cdot C_i} & \frac{\text{Сн}}{2C_\alpha C_i} \\ \frac{c_t^2 \cdot \text{Сн}}{c_l} & \frac{-C_{2\beta}}{2C_\alpha} & \frac{1}{2c_l \cdot C_i} & \frac{-\text{Сн}}{2C_\alpha C_i} \\ \frac{C_{2\beta}}{2C_\beta} & -c_t \cdot \text{Сн} & \frac{-\text{Сн}}{2C_\beta C_i} & \frac{1}{2c_t \cdot C_i} \\ \frac{-C_{2\beta}}{2C_\beta} & -c_t \cdot \text{Сн} & \frac{-\text{Сн}}{2C_\beta C_i} & \frac{1}{2c_t \cdot C_i} \end{bmatrix}_{верх}. \qquad (2.74)$$

Отримана модель описує поширення вільних ультразвукових пластинчатих хвиль у багатошаровій пружній системі, а також визначає такі параметри хвиль, як значення амплітуд, частоти і хвильового числа, що потрібні для збудження цих хвиль.

При поширенні хвилі в реальному середовищі проходить її загасання через поглинання і розсіювання енергії, яку потрібно враховувати.

2.4 Загасання амплітуди при поширенні ультразвукових хвиль вздовж шару

Загасання амплітуди хвиль або втрату енергії при їх поширенні розглянемо в двох напрямках: по-перше, це демпфування хвиль матеріалом, так як він не є ідеально пружним, а по-друге, це вихід хвиль за межі шару пластини, в якій вони поширюються.

Головна ідея для розробки теорії загасання амплітуди хвилі повинна полягати в розширенні розробленої вище моделі поширення вільних ультразвукових коливань так, щоб вона містила функцію, яка описує інтенсивність або ступінь її загасання.

Припустимо, що в цій функції змінюється частота і швидкість поширення ультразвукової хвилі на малу величину, якою можна знехтувати, тому будемо вважати, що тільки змінюється величина її амплітуди при поширенні на певну відстань із ступенем загасання хвилі. Таким чином, амплітуда є незалежною мінною функції, яку ми шукаємо.

Оскільки теорія загасання ультразвукових хвиль є узагальненням попередньо твореної моделі поширення вільних коливань у пружному середовищі, то шукана ункція є основою для опису загасання всіх мод. Нам не потрібно класифікувати оди за їх фізичними чи акустичними властивостями при обчисленні їх загасання, ак як дана функція в загальному однаково описує всі моди коливного процесу.

Попередньо створена модель поширення вільних коливань не враховує араметри в'язкопружності, й тому для узгодження з функцією загасання амплітуди отрібно узагальнити основні рівняння розтягу – стиску розробленої моделі так, об вмістити цей параметр.

Використаємо рівняння загасання об'ємної ультразвукової хвилі в пружному ередовищі, враховуючи процес демпфування хвилі при її поширенні. Найбільш равильним підходом для опису процесу демпфування для малих зміщень є опис 'язкопружності за Мальверном [82]. Згідно даного підходу, константи Ляме мінюються операторами:

$$\lambda \to \lambda + \frac{\lambda'}{\omega}\frac{\partial}{\partial t}, \quad \mu \to \mu + \frac{\mu'}{\omega}\frac{\partial}{\partial t}, \tag{2.75}$$

де λ', μ' - в'язкопружні константи, ω - частота.

Використовуючи рівняння (2.33), (2.75) і враховуючи, що зміщення частинок створюють відповідні деформації згідно (2.9) і (2.10), хвильові напруження можна записати так:

$$\sigma_{11} = \left(\lambda + \frac{\lambda'}{\omega}\frac{\partial}{\partial t}\right)\Delta + 2\left(\mu + \frac{\mu}{\omega}\frac{\partial}{\partial t}\right)\varepsilon_{11},$$
$$\sigma_{22} = \left(\lambda + \frac{\lambda'}{\omega}\frac{\partial}{\partial t}\right)\Delta + 2\left(\mu + \frac{\mu}{\omega}\frac{\partial}{\partial t}\right)\varepsilon_{22},$$
$$\sigma_{33} = \left(\lambda + \frac{\lambda'}{\omega}\frac{\partial}{\partial t}\right)\Delta + 2\left(\mu + \frac{\mu}{\omega}\frac{\partial}{\partial t}\right)\varepsilon_{33},$$
$$\sigma_{12} = \left(\mu + \frac{\mu}{\omega}\frac{\partial}{\partial t}\right)\varepsilon_{12},$$
$$\sigma_{23} = \left(\mu + \frac{\mu}{\omega}\frac{\partial}{\partial t}\right)\varepsilon_{23},$$
$$\sigma_{13} = \left(\mu + \frac{\mu}{\omega}\frac{\partial}{\partial t}\right)\varepsilon_{13}, \qquad (2.76)$$

де $\Delta = \varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}$.

Підставивши послідовно (2.76), (2.20), отримаємо:

$$\rho\frac{\partial^2\phi}{\partial t^2} = \left(\lambda + 2\mu + \frac{\lambda'+2\mu'}{\omega}\frac{\partial}{\partial t}\right)\nabla^2\phi,$$
$$\rho\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2} = \left(\mu + \frac{\mu'}{\omega}\frac{\partial}{\partial t}\right)\nabla^2\psi. \qquad (2.77)$$

Виходячи з методу розв'язку диференційних рівнянь, знайдемо форму хвильових потенціалів ψ та ϕ, які є невідомими функціями в рівнянні (2.77). Для реального середовища з врахуванням попередньо визначених поздовжнього та поперечного ультразвукових полів (2.21) хвильові потенціали будуть:

$$\phi = A_{(L)}e^{i\omega(N\cdot X/\upsilon_L - t)},$$
$$\psi = A_{(S)}e^{i\omega(N\cdot X/\upsilon_S - t)}, \qquad (2.78)$$

де υ_L та υ_S - відповідно невідомі значення швидкості поширення повздовжньої та поперечної хвиль.

Диференціюючи (2.78) та підставляючи у (2.77), отримаємо такі значення невідомих швидкостей поперечної та повздовжньої хвиль:

$$\upsilon_L = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu - i(\lambda' + 2\mu')}{\rho}}, \qquad \upsilon_S = \sqrt{\frac{\mu - i\mu'}{\rho}}. \tag{2.79}$$

Рівняння (2.78) можна виразити через хвильове число:

$$\phi = A_{(L)} e^{i(\vec{k}\cdot X - \omega\cdot t)}, \quad \psi = A_{(S)} e^{i(\vec{k}\cdot X - \omega\cdot t)}, \tag{2.80}$$

де $\vec{k} = \vec{k} + i\vec{k}$ - комплексне число, дійсна частина якого описує гармонійні властивості хвиль у напрямку пластини, а уявна частина описує загасання хвиль у цьому ж напрямку.

Враховуючи (2.24), (2.78) та (2.80), хвильове число для повздовжньої хвилі дорівнюватиме $\vec{k} = N\omega/\upsilon_L$, а для поперечної $\vec{k} = N\omega/\upsilon_S$.

Відділимо дійсну частину (2.81) від уявної:

$$\phi = A_{(L)} e^{i(\mathrm{Re}(\vec{k})\cdot X - \omega\cdot t)} e^{-\mathrm{Im}(\vec{k})\cdot X}, \qquad \psi = A_{(S)} e^{i(\mathrm{Re}(\vec{k})\cdot X - \omega\cdot t)} e^{-\mathrm{Im}(\vec{k})\cdot X}. \tag{2.81}$$

В (2.81) перша експонента є повністю уявною й описує гармонійне поширення хвилі в напрямку $\mathrm{Re}(\vec{k})$. Друга експонента описує загасання хвилі в напрямку $\mathrm{Im}(\vec{k})$.

Швидкість поширення ультразвукової гармонійної хвилі дорівнює [61]:

$$c_z = \frac{\omega}{\mathrm{Re}(\vec{k})}. \tag{2.82}$$

Виходячи з того, що вектор загасання плоскої хвилі буде паралельний до напрямку її поширення, дійсна та уявна частини хвильового вектору будуть також паралельними. Для такої хвилі уявна частина хвильового числа буде описувати залишкове значення амплітуди хвилі після кожної одиничної відстані її поширення. Наприклад, після проходу ультразвуковою плоскою хвилею одиничної амплітуди

одиниці відстані її значення амплітуди буде дорівнювати $e^{-\mathrm{Im}(\vec{k})}$. В такій формі в описі загасання амплітуди ультразвукової хвилі замість уявної частини хвильового числа можна записати змінну κ, що виражає загасання в неперах. Таким чином, враховуючи (2.25) та (2.80)-(2.82), швидкості поперечної та поздовжньої ультразвукових хвиль будуть дорівнювати:

$$c_l,\ c_t = \frac{c_e}{1 + \dfrac{i\left|Im(\vec{k})\right|}{\left|Re(\vec{k})\right|}} = \frac{c_e}{1 + i\kappa/(2\pi)}, \tag{2.83}$$

З наведеного рівняння видно, що зменшення амплітуди підвищується з збільшенням частоти, але є незмінним по відношенню до пройденого шляху, приведеного до довжини хвилі.

Показано, що у реальному середовищі, яке характеризується певною в'язкопружністю, можуть існувати і поздовжня, і поперечна ультразвукові хвилі, які описані узагальненою моделлю поширення ультразвуку. Основна зміна при узагальненні стосується величини хвильового числа і, як результат, швидкостей поширення двох типів хвиль, які набувають комплексного вигляду, де дійсна складова відповідає поширенню хвиль у ідеальному пружному середовищі, а уявна – загасанню цих хвиль на одиницю пройденої довжини.

Розвиток теорії взаємодії в'язкопружних хвиль із границею розділу двох середовищ здійснив Дешампс та Рокс [65]. Зміщення поздовжньої хвилі буде дорівнювати:

$$u_1 = N_1 A_{(L)} e^{i(Re(k_1)x_1 - \omega\cdot t)} e^{Im(-k_1)x_1}, \tag{2.84}$$

де k_1 – комплексне хвильове число. Аналогічно буде визначатись і u_2 на основі (2.50).

Оскільки всі хвилі будуть мати однакове загасання вздовж напрямку x_1, а також однакову частоту та довжину хвилі, то і хвильове число k_1 буде однаковим. Звідси випливає, що константа Снеліуса буде комплексною величиною:

$$C_H = \frac{k_1}{\omega} = \frac{N_{1(L)}}{c_l} = \frac{N_{1(S)}}{c_t} = \frac{\sin(\theta_L)}{c_l} = \frac{\sin(\theta_S)}{c_t} \tag{2.85}$$

Фазова швидкість відносно до хвильового числа і загасання амплітуди вздовж границі розділу середовищ буде [65]:

$$c_\phi = \frac{1}{\mathrm{Re}(C_H)} = \frac{\omega}{\mathrm{Re}(k_1)} \,. \tag{2.86}$$

$$\begin{aligned} A_{заг(l)} &= 1 - e^{\mathrm{Re}(ik_1)} = 1 - e^{-\omega \cdot \mathrm{Im}(C_H)}, \\ A_{заг(\lambda)} &= 1 - e^{k} = 1 - e^{-2\pi \mathrm{Im}(k_1)/\mathrm{Re}(k_1)} = 1 - e^{-2\pi \mathrm{Im}(C_H)/\mathrm{Re}(C_H)}, \end{aligned} \tag{2.87}$$

$A_{заг(l)}$ – зменшення амплітуди на одиницю пройденої відстані,

$A_{заг(\lambda)}$ – зменшення амплітуди на довжину хвилі.

Представлена теорія описує поширення ультразвукових хвиль у пружному середовищі з врахуванням їх загасання. Загасання ускладнює розв'язок поставленої задачі, оскільки тепер потрібно віднайти нулі характеристичної функції, яка є комплексною.

Розв'язок характеристичної функції дає набір рівнянь, які повністю описують поширення пластинчатих хвиль у стінці труби та залежать від властивостей матеріалу багатошарової системи, товщини кожного шару, частоти та хвилевого числа. Коли розв'язком характеристичної функції буде нуль, це означатиме, що отримані рівняння описують поширення ультразвукової хвилі, яка повністю відповідає заданим вхідним даним та граничним умовам.

2.5 Визначення напружено-деформованого стану пружних тіл

Для визначення параметрів ультразвукових пластинчатих хвиль, що поширюються в пружному середовищі з прикладеними до нього зовнішніми силами, створюють у його об'ємі напруження $\sigma_м$, розглянемо два випадки [13, 17, 16]:

- поширення коливань деякого малого об'єму пружного тіла без прикладених зовнішніх зусиль (рис. 2.13а);
- поширення коливань деякого малого об'єму пружного тіла з прикладеним зовнішнім еквівалентним зусиллям $F_м$, яке створює еквівалентне напруження $\sigma_м$ (рис. 2.13б).

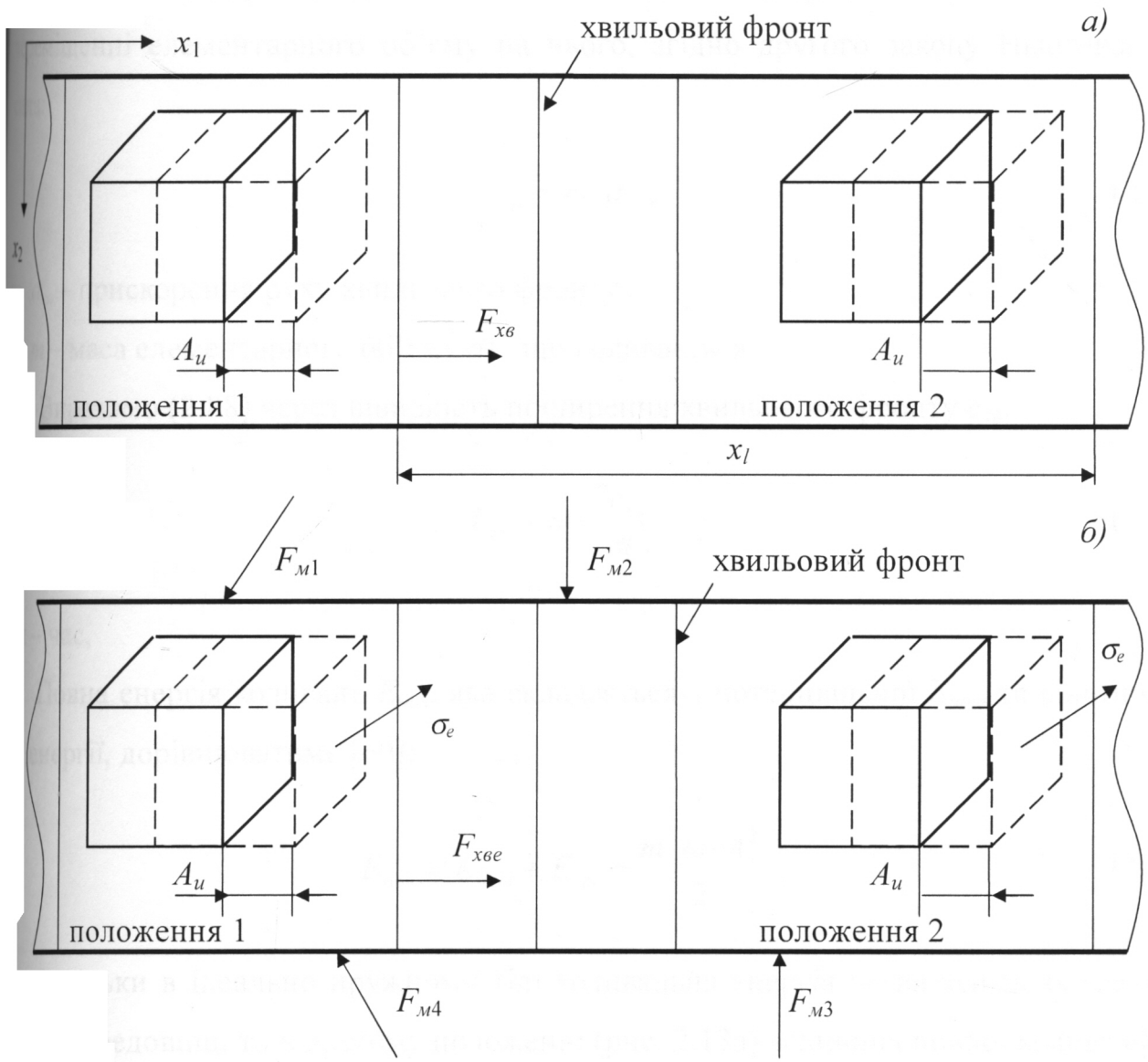


Рис. 2.13. Поширення коливань у пружному середовищі:

а) поширення коливань без зовнішніх зусиль; б) поширення коливань із прикладеними зовнішніми зусиллями; $F_{м1}$, $F_{м2}$, $F_{м3}$, $F_{м4}$ – прикладені зовнішні зусилля довільного напрямку і величини; $\sigma_е$ – еквівалентне напруження середовища; $F_{хв}$, $F_{хве}$ – сила, яка рухає хвильовий фронт; $A_и$ – амплітуда коливань.

Розглянемо перший випадок (без прикладених зовнішніх зусиль) положення хвильового фронту.

Допустимо, що хвильовий фронт, який складається з елементарних об'ємів dV пружного середовища, які коливаються, переміщується на відстань x_l. Коливання елементарного об'єму описується законом збереження енергії: повна коливальна енергія дорівнює сумі потенціальної та кінетичної енергій. З іншого боку, при переміщенні елементарного об'єму на нього, згідно другого закону Ньютона, діє сила:

$$F_{хв} = m \cdot a_{хв}, \tag{2.88}$$

де $a_{хв}$ – прискорення руху хвильового фронту,

m – маса елементарного об'єму dV, що коливається.

Виразимо (2.88) через швидкість поширення хвильового фронту $c_{хв}$:

$$F_{хв} = m \cdot \frac{\partial c_{хв}}{\partial t} \ . \tag{2.89}$$

де t – час,

Повна енергія коливань $E_{пов}$, яка складається з потенціальної $E_{пот}$ та кінетичної $E_{кін}$ енергії, дорівнюватиме [60]:

$$E_{пов} = E_{пот} + E_{кін} = \frac{m \cdot \omega \cdot A_u^2}{2} \ . \tag{2.90}$$

Оскільки в ідеально пружному тілі коливальна енергія не виходить за границі розділу середовищ, то в другому положенні (рис. 2.13а) величина повної коливальної енергії буде незмінною. В такому випадку це означатиме, що змінні рівняння (2.90) є постійними, отже:

$$m = const \ , \quad \omega = const \ , \quad A_u = const \ . \tag{2.91}$$

Розглянемо випадок, коли до пружного тіла прикладено зовнішні зусилля.

Енергія коливань залишиться в об'ємі пружного тіла, тому (2.91) справджуватиметься при наявності зовнішніх зусиль. Таким чином, можна стверджувати, що маса, частота та амплітуда коливань елементарного об'єму пружного середовища при прикладених зовнішніх зусиллях залишаться постійними.

З іншого боку, зовнішні зусилля поміняють силу $F_{хв}$ на величину, що дорівнює еквівалентному значенню сумарних зовнішніх зусиль $F_м$:

$$F_{хве} = F_{хв} + F_м = m \cdot a_{хв} + m \cdot a_м \ , \tag{2.92}$$

де $a_м$ – прискорення хвильового фронту, викликане зовнішніми зусиллями $F_м$.

Виразимо $F_м$ через швидкість хвильового фронту $c_м$, викликану зовнішніми усиллями $c_м$:

$$F_м = \partial m \cdot \frac{\partial c_м}{\partial t} \ . \tag{2.93}$$

Зусилля $F_м$ створює напруження σ_e на площадці dS елементарного об'єму:

$$F_м = \sigma_e \cdot dS \ . \tag{2.94}$$

Прирівняємо через зусилля (2.93) та (2.94):

$$\partial m_e \cdot \frac{\partial c_м}{\partial t} = \sigma_e \cdot dS \ , \tag{2.95}$$

де m_e – еквівалентна маса, що визначається фізико-механічними властивостями матеріалу та фізичними параметрами ультразвукової хвилі. Дана змінна описує взаємодію ультразвукової хвилі та середовища, тому ми можемо визначити m_e через дві незалежні змінні, які описуватимуть окремо фізико-механічні параметри середовища m_m та акустопружні властивості ультразвукової пластинчатої хвилі k_a:

$$m_e = k_a \cdot m_m \ . \tag{2.96}$$

Поділимо (2.95) на об'єм dV:

$$\sigma_e = \frac{\partial m_e}{dV} \cdot \frac{\partial c_м \partial x}{\partial t} = k_a \cdot \rho \cdot \partial^2 c_м \,, \qquad (2.97)$$

де ρ - густина пружного середовища.

Проінтегруємо (2.97), враховуючи, що хвиля поширюється за напрямом x на деяку малу відстань, тобто елементарну площу можемо замінити на dx:

$$\sigma_e = k_a \cdot \rho \cdot \left(c_0^2 - c_e^2\right), \qquad (2.98)$$

де c_0 – групова швидкість поширення ультразвукової хвилі в ненапруженому середовищі,

c_e – групова швидкість поширення ультразвукової хвилі в напруженому середовищі.

Отримане рівняння (2.98) визначає залежність між прикладеними зовнішніми напруженнями та швидкістю поширення ультразвукової хвилі.

Коефіцієнт k_a описує акустопружні властивості ультразвукової пластинчатої хвилі. Оскільки пластинчаті хвилі складаються з окремих мод, які мають різні акустичні властивості (швидкість поширення, загасання амплітуди), згадуваний коефіцієнт матиме різне значення відповідно до кожної моди. Значення коефіцієнту визначається експериментальним шляхом.

2.6 Проведення обчислення розробленої моделі поширення ультразвуку

Результати обчислень будемо шукати у вигляді графічної залежності групової та фазової швидкостей поширення ультразвукової хвилі, хвильового числа від частоти. З математичної точки зору, отримані результати дисперсії акустичної хвилі будуть розв'язком характеристичної функції, коли вона дорівнює нулю. З фізичної точки зору, це означатиме віднаходження таких умов для ультразвукової хвилі, коли їй не потрібна додаткова зовнішня енергія для поширення вздовж хвилеводу.

Результатом обчислення буде побудова залежностей зміщень частинок ультразвукової хвилі та напружень від товщини хвилеводу. Ці дані розраховуються для кожної конкретного значення залежності дисперсії акустичної хвилі та описуватимуть фізичні властивості моди. Додатково отримані залежності описуватимуть концентрацію акустичної енергії по товщині хвилеводу.

В загальному, знаходження коренів характеристичної функції для реальної ультразвукової хвилі, коли хвильове число є комплексною функцією, не можна знайти аналітично [20, 37]. Комерційні математичні пакети, такі як MathCAD, Mathematica та MatLAB у своєму арсеналі не мають функцій рекурсивного віднаходження коренів функцій комплексної змінної. Тому нами для проведення обчислень було розроблено алгоритми пошуку коренів функцій комплексної змінної.

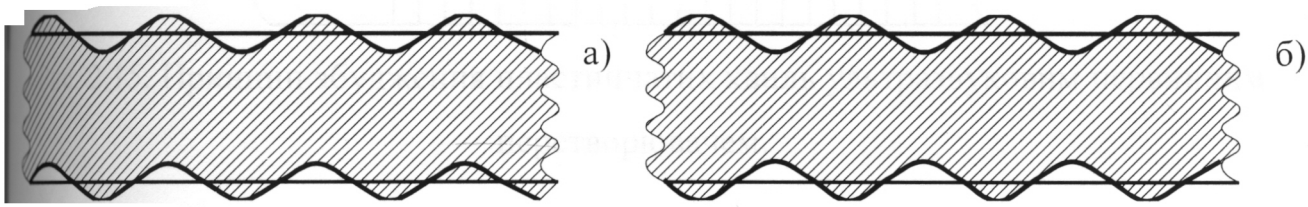
Рекурсивний пошук проводиться спершу для віднаходження потрібної моди коливань на вибраній частоті шляхом поступового приросту змінної характеристичного рівняння. Після знаходження потрібного значення змінної використовується алгоритм уточнення кореня методом безумовно стабільного поділу відрізка пополам як для реальної частини хвильового числа, так і для уявної. Оцінка знайденої кожної нової точки проводиться за допомогою квадратичної екстраполяції трьох попередніх точок.

Вхідними даними для отриманої моделі є товщина стінки труби, густина металу, коефіцієнти послаблення об'ємної поздовжньої та поперечної хвиль. Для спрощення обчислень вважаємо, що ці дані є постійними. В загальному, вказані вхідні параметри змінюються, проте вони є незрівнянно меншими, ніж зміна частоти та хвильового числа. Граничні умови зміни вхідних параметрів оцінюються в моделі шляхом повного перерахунку моделі.

На рис. 2.14 показано дві моди коливань ультразвукових пластинчатих хвиль із нульовими індексами, які мають найменшу частоту. Акустичні властивості цих двох нульових мод залежать тільки від пружних коефіцієнтів першого порядку, тому мода a_0 називається розтягуючою, або модою Юнга, оскільки її пружні властивості описуються модулем Юнга, мода s_0 називається згинною модою. Їх особливістю є те,

що їх форма коливань залишається незмінною на всіх частотах, незалежно від прикладених зовнішніх зусиль.

Обидві моди a_0 та s_0 мають дисперсні властивості – їх швидкості залежать від частоти. Коли швидкість поширення нульових мод збільшується, вони сходяться в одну. І хоча при частотах більше 200 кГц їх фазові швидкості майже однакові, ці моди все ще залишаються окремими хвилями. Фазові швидкості нульових мод зливаються повністю тільки в нескінченності. Хвилі зі збільшенням частоти зміщуються в бік поверхонь пластини.



а) симетрична мода, б) асиметрична мода:

Рис. 2.14. Нульові моди пластинчатих хвиль.

Інші моди – це асиметрична та симетрична моди вищого порядку. Моди вищих порядків поступово додаються зі збільшенням частоти. З фізичної точки зору, таке збільшення мод є можливим, оскільки енергія не поширюється з фазовою швидкістю, а передається з груповою швидкістю. На найвищій частоті швидкість всіх мод сходиться до значення швидкості об'ємної поперечної хвилі в пластині.

Збудження пластинчатих хвиль нахиленим ультразвуковим первинним перетворювачем зображено на рис. 2.15. Збуджені хвилі поширюються вздовж об'єкту контролю, коли компонент хвильового вектора x_1 у перехідному шарі співпадатиме з таким же компонентом ультразвукової хвилі в об'єкті контролю. Змінювати значення хвильового вектора x_1 можна за допомогою величини кута нахилу первинного перетворювача.

Кут нахилу ультразвукового давача для збудження ультразвукових хвиль показано на рис. 2.16. Кут нахилу ультразвукового давача повинен бути однаковим як для генерування пластинчатих хвиль, так і для їх прийому. Як видно з графіка, всі

моди пластинчатих хвиль мають різну комбінацію кута нахилу давача – частоту. Ця інформація дозволяє нам однозначно визначати моди з прийнятого хвильового пакету.

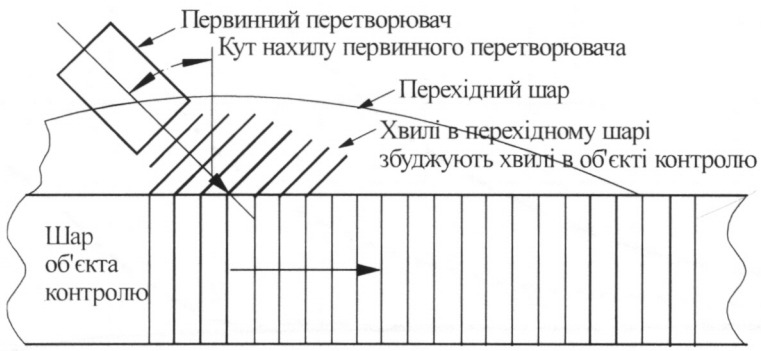
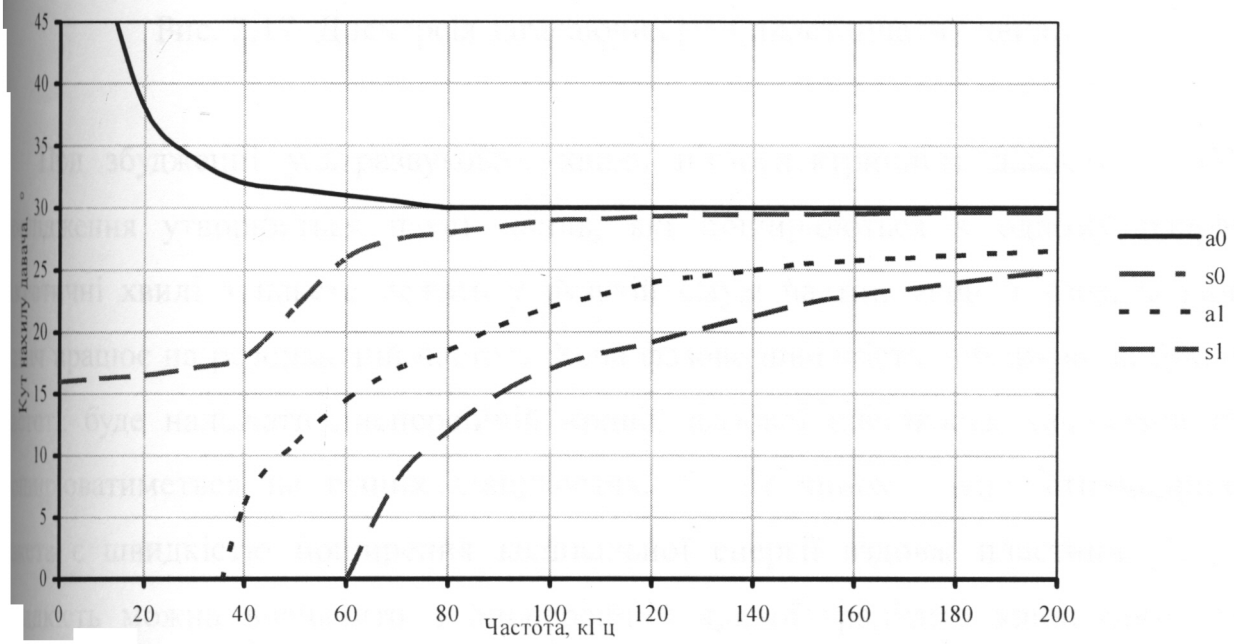


Рис. 2.15. Принцип збудження пластинчатих хвиль ультразвуковим первинним перетворювачем.

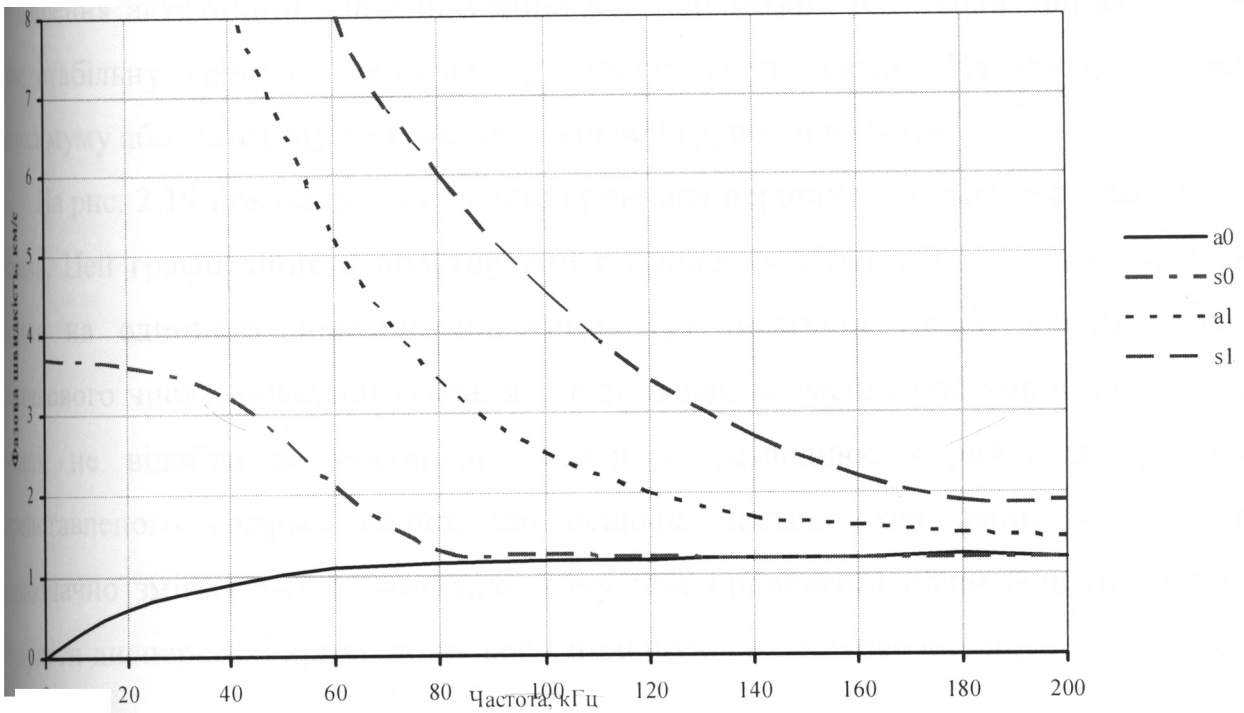
Результати обчислень поширення поперечної моди для тонкостінного трубопроводу показано на рис. 2.17.



a_0 – несиметрична нульова мода, s_0 –симетрична нульова мода,

a_1 – несиметрична перша мода, s_1 –симетрична перша мода,

Рис. 2.16. Кут нахилу давача при збудженні пластинчатих хвиль.



a_0 – асиметрична нульова мода, s_0 –симетрична нульова мода,

a_1 – асиметрична перша мода, s_1 –симетрична перша мода,

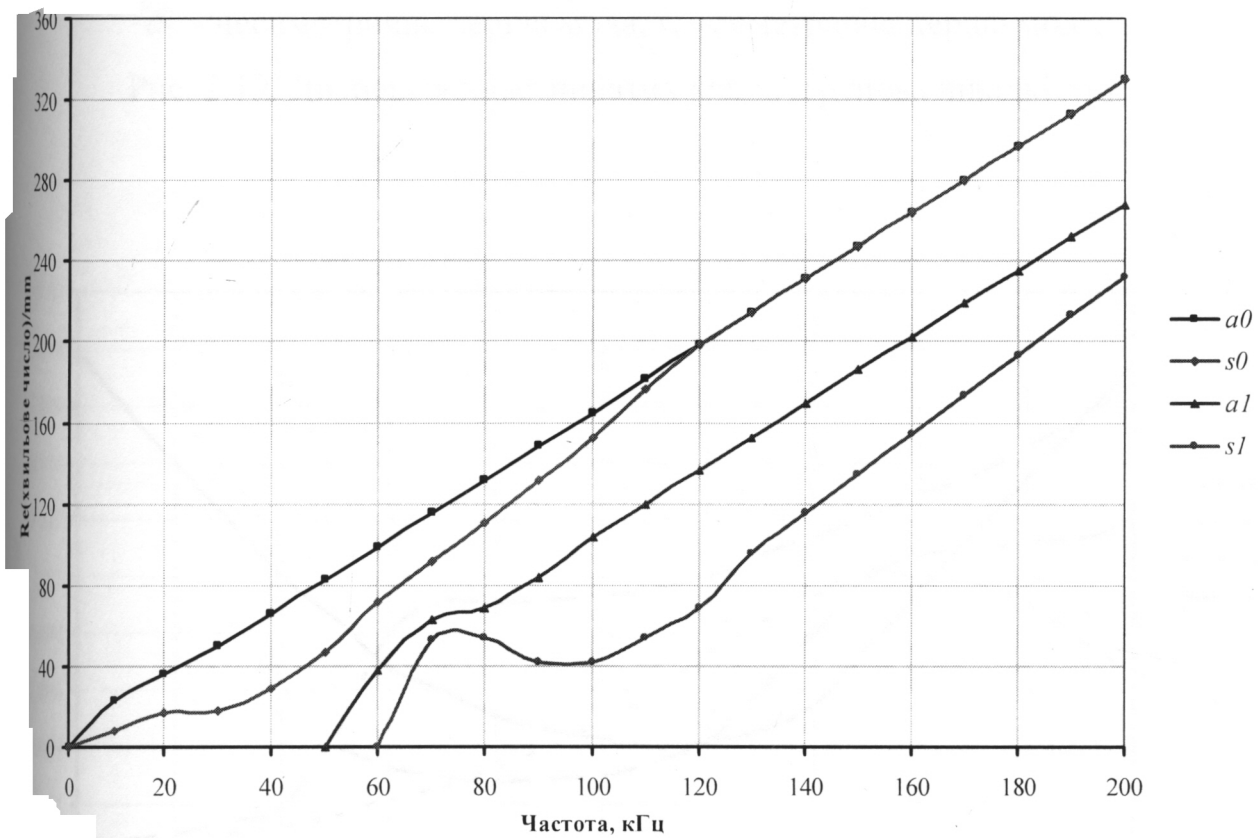
Рис. 2.17. Дисперсія загасаючих мод пластинчатих хвиль.

При збудженні ультразвукових хвиль п'єзоелектричним давачем в об'єкті дослідження утворюється пакет хвиль, які поширюються в одному напрямку. Акустичні хвилі з пакета лежать у вузькій смузі частот, якщо п'єзоелектричний давач працює на резонансній частоті. Хоча фазова швидкість, виміряна на будь-якій частоті, буде належати дисперсійній кривій фазової швидкості, хвильовий пакет поширюватиметься на різних швидкостях. Таким чином, швидкість поширення пакета є швидкістю поширення коливальної енергії вздовж пластини [79]. Цю швидкість можна визначити з дисперсійної кривої градієнта хвильового числа, рис. 2.17. Якщо мода не є дисперсійною, то групова швидкість дорівнює фазовій.

Дисперсійні криві групової швидкості надають важливу інформацію про розуміння механізму поширення пластинчатих хвиль на великі відстані, рис. 2.18. Якщо у хвильовому пакеті групова швидкість змінюється з частотою, то така хвиля має тенденцію до розсіювання при поширенні вздовж пластини. Тому досягнути

поширення акустичної хвилі на великі відстані можна тоді, коли хвильовий пакет має стабільну групову швидкість у вузькій смузі частот. Ця умова відповідає максимуму або мінімуму на графіку дисперсії групової частоти.

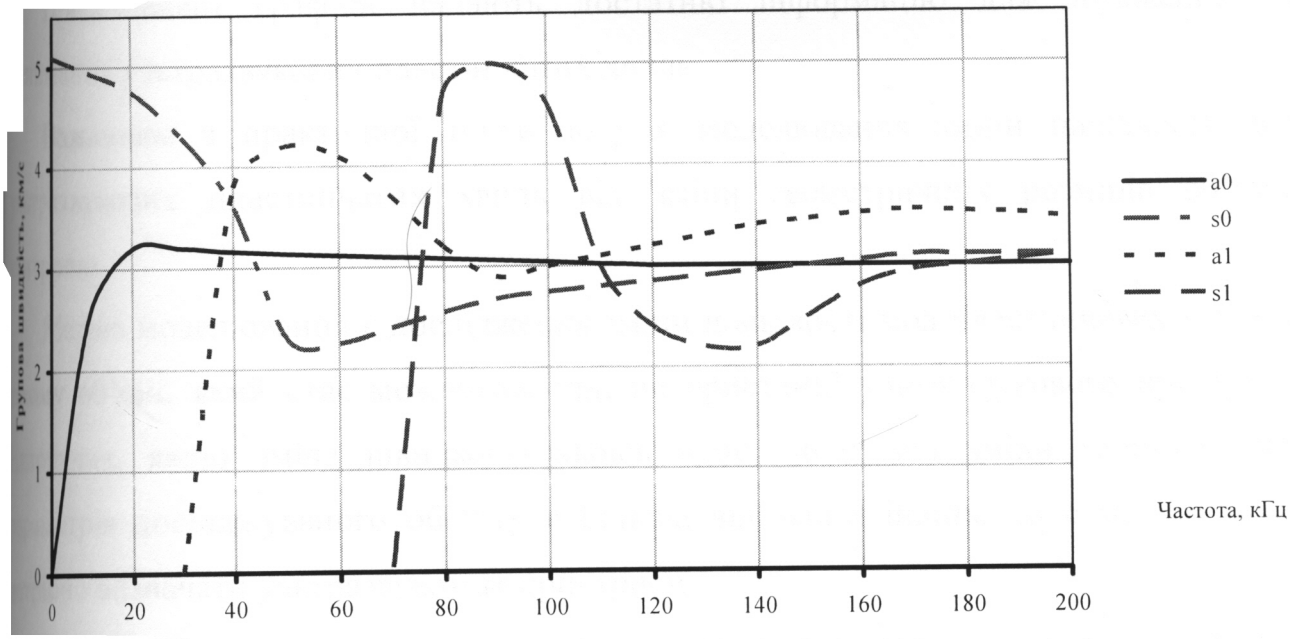
На рис. 2.19 показано дисперсійні криві для перших чотирьох мод пластинчатих хвиль. Цей графік описує просторовий розподіл мод коливань – кількість довжин хвиль на одиницю довжини пластини. Тут показано тільки дійсну складову хвильового числа, оскільки уявна, яка відповідає за зменшення амплітуди коливань хвилі, не відображає поширення хвилі й ускладнює сприйняття графіка. З представленого графіка видно, що реальна частина хвильового числа доволі однозначно змінюється з частотою, тому при проведенні обчислень ми вирішили будувати дисперсійні криві, покроково збільшуючи хвильове число.



a_0 – несиметрична нульова мода, s_0 –симетрична нульова мода,

a_1 – несиметрична перша мода, s_1 –симетрична перша мода,

Рис. 2.18. Дисперсія пластинчатих хвиль (хвильове число).



a_0 – несиметрична нульова мода, s_0 –симетрична нульова мода,

a_1 – несиметрична перша мода, s_1 –симетрична перша мода,

Рис. 2.19. Дисперсія пластинчатих хвиль (групова швидкість).

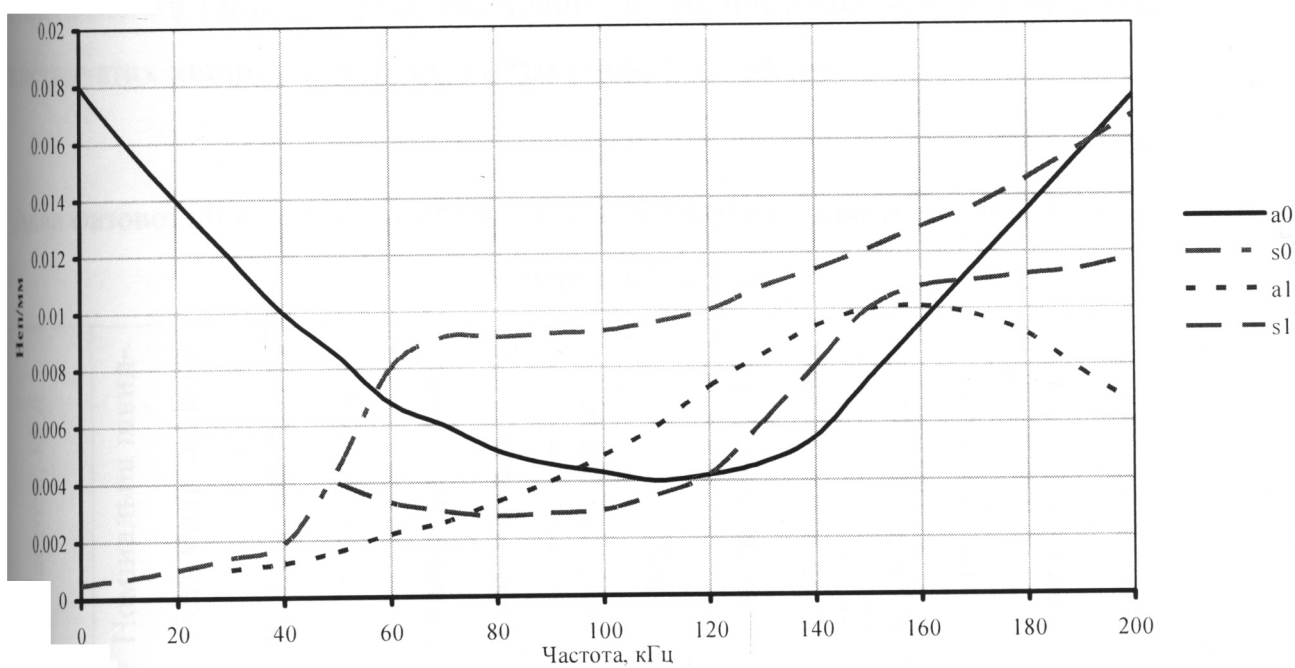


Рис. 2.20. Загасання мод пластинчатих хвиль у пружному середовищі, яке є в повітрі.

Представлені графіки надають достатню інформацію для збудження та приймання ультразвукових пластинчатих хвиль.

Важливим з практичної точки зору є моделювання зміни швидкості мод ультразвукових пластинчатих хвиль від зміни геометричних розмірів об'єкта контролю.

Метою моделювання є дослідження зміни швидкості мод пластинчатих хвиль у такому об'ємі, який стає можливим при використанні ультразвукового пристрою. Наприклад, якщо зміна швидкості якоїсь одної моди від зміни геометричних параметрів досліджуваного об'єкту є більша від зміни інших, то саме цю моду потрібно визначати ультразвуковим пристроєм.

З іншого боку, нам потрібно врахувати чутливість мод до можливих варіацій інших параметрів досліджуваного об'єкту, найважливішим з яких є зміна густини. Таке твердження вимагає розрахунку математичної моделі для кожної марки металу окрем

Результати моделювання зміни фазової швидкості від зміни товщини матеріалу хвилеводу, виготовленого з сталі марки Х 60, для чотирьох мод пластинчатих хвиль представлено в табл. 2.1. Для порівняння в таблиці надається фазова швидкість мод пластинчатих хвиль у матеріалі з незмінною товщиною.

Таблиця 2.1 –

Зміна фазової швидкості чотирьох мод пластинчатих хвиль від зміни геометричних розмірів на 0.5 мм

Частота, кГц	Номінальна швидкість моди a_0, км/с	Змінена швидкість моди a_0, км/с	Номінальна швидкість моди s_0, км/с	Змінена швидкість моди s_0, км/с	Номінальна швидкість моди a_1, км/с	Змінена швидкість моди a_1, км/с	Номінальна швидкість моди s_1, км/с	Змінена швидкість моди s_1, км/с
1	2	3	4	5	6	7	8	9
50	1,0221	1,0530	2,4531	2,3960	5,8479	5,9399	4,5667	4,4467
55	1,0688	1,1068	1,9936	1,9436	4,9727	5,0687	4,3375	4,2175

продовження табл. 2.1

60	1,1041	1,1380	1,7015	1,6410	4,4014	4,4930	4,2011	4,0790
65	1,1177	1,1527	1,5529	1,4979	4,0655	4,1645	4,1359	4,0109
70	1,1314	1,1654	1,4322	1,3782	3,8205	3,9175	4,0958	3,9758
75	1,1419	1,1799	1,3454	1,2904	3,6153	3,7093	4,0578	3,9348
80	1,1511	1,1880	1,3015	1,2470	3,4041	3,4970	4,2018	4,1740
85	1,1565	1,1925	1,2814	1,2274	3,1563	3,2483	4,1944	4,1674
90	1,1619	1,1999	1,2736	1,2166	2,9569	3,0059	4,1453	4,1023
100	1,1708	1,1430	1,2565	1,1931	2,50312	2,4410	4,0428	3,9760
105	1,1730	1,2052	1,2603	1,1857	2,3921	2,3411	3,8451	3,8031
110	1,1758	1,2084	1,2642	1,1762	2,2441	2,2145	3,6821	3,6191
115	1,1777	1,2127	1,2250	1,1730	2,1007	2,0967	3,8611	3,7401
120	1,1807	1,2170	1,2201	1,1670	2,0034	2,0910	3,4032	3,3748
125	1,1825	1,2155	1,2163	1,1593	1,9074	1,9994	3,1574	3,0314
130	1,1854	1,2230	1,2131	1,1571	1,8219	1,9179	3,0240	2,9970
135	1,1875	1,2225	1,2109	1,1569	1,7504	1,8464	3,8635	2,7795
140	1,1904	1,2230	1,2108	1,1551	1,7021	1,7930	2,7038	2,6758
145	1,1922	1,2292	1,2107	1,1530	1,6680	1,7630	2,5004	2,4794
150	1,1942	1,2292	1,2106	1,1600	1,6438	1,7378	2,4031	2,3791

Як видно з представленої таблиці, на зміну товщини нульова асиметрична мода практично не реагує (зміна фазової швидкості складає приблизно тридцять метрів за секунду, а така величина є співрозмірна з похибкою вимірювання). Найбільша зміна фазової швидкості є у першої симетричної моди (приблизно 200 м/с).

Висновки до розділу

1. Зроблено математичний опис поширення плоских хвиль у двохвимірному просторі й виведено систему рівнянь у традиційній та матричній формах, які

описують їх поширення в багатошаровій системі, що дає можливість визначити основні параметри хвильового поля й оптимізувати процес їх обчислення.

2. Отримані математичні залежності загасання ультразвукових хвиль, які представлено у вигляді загасання амплітуди на одиницю довжини хвилі та загасання на її довжину поширення, дозволяють врахувати пружні властивості матеріалу при поширенні цих хвиль, оптимізуючи процес контролю.

3. Проаналізовано основні критерії вибору видів мод ультразвукових коливань, що дає можливість ефективно використовувати властивості пластинчатих хвиль при проведенні контролю технічного стану газопроводів.

4. Проведено обчислення запропонованої математичної моделі поширення пластинчатих хвиль, представлено графіки фазової та групової швидкостей, що дозволяє вибрати кут нахилу давача та дійсного значення хвильового числа від частоти збудженої ультразвукової хвилі для перших двох мод: симетричної та асиметричної як найбільш інформативних при контролі НДС трубопровдів.

РОЗДІЛ 3
УДОСКОНАЛЕННЯ ПРИСТРОЮ КОНТРОЛЮ НАПРУЖЕНО-ДЕФОРМОВАНОГО СТАНУ ТЕХНОЛОГІЧНИХ ТРУБОПРОВОДІВ

3.1 Загальні положення

Ультразвукові пристрої неруйнівного контролю, за допомогою яких визначають фізико-механічні, геометричні параметри технологічних трубопроводів з метою забезпечення їх надійної експлуатації, використовуються в багатьох галузях народного господарства: нафтогазовій, хімічній, видобувній тощо. Експлуатація обладнання в кожному конкретному технологічному процесі має свої режими та особливості роботи, які впливають на зміну властивостей металу і відповідно на отримані результати при проведенні ультразвукових вимірювань. Тому при обґрунтуванні вибору та використання ультразвукових пристроїв приділяється велика увага аналізу режимів експлуатації досліджуваних об'єктів контролю, таких як рівень вібрації, фізичні властивості матеріалу, якості поверхні та ін. Особливу увагу приділяється вибору первинного перетворювача. На результати вимірювання крім амплітудно-частотної характеристики акустичного тракту, відношення сигнал / шум чутливого елементу первинного перетворювача, суттєво впливають такі параметри, як температура, час старіння його матеріалу. При проектуванні ультразвукового пристрою важливим елементом є розробка блоку вторинної обробки сигналу, що отримується первинним перетворювачем. Цей блок повинен задовольняти таким вимогам:

- точність обробки сигналу;
- простота використання;
- зручне представлення результатів вимірювання;
- малі габарити;
- автономність живлення;
- сумісність із стандартними первинними перетворювачами;

– невелика вартість.

Перераховані вимоги вимагають нових інженерних та наукових підходів як до розробки способу обробки інформації, так і до проектування вторинних блоків обробки сигналів на сучасній технічній елементній базі.

.2 Розробка схеми ультразвукового пристрою контролю експлуатаційних параметрів трубопроводів

Пристрій для вимірювання первинного інформативного сигналу – швидкості поширення ультразвукової пластинчатої ультразвукової хвилі - є основою для визначення фізико-механічних параметрів трубопроводів та перевірки результатів теоретичних досліджень.

Структурна схема та часові діаграми розробленого пристрою представлені відповідно на рис. 3.1 та рис. 3.2.

Пристрій для вимірювання швидкості ультразвуку працює наступним чином.

При подачі живлення генератор синхронізуючих імпульсів (рис. 3.1) видає сигнали синусоїдальної форми у вигляді безперервних коливань (рис. 3.2*а*), які поступають на схему управління і синхронізують роботу всієї схеми. Сигнали, зображені на рис. 3.2*а* через подільник схеми управління (рис. 3.1), поступають на схему співпадання і через певні періоди (рис. 3.2*б*) запускають генератор зондуючих імпульсів (рис. 3.2*в*), який збуджує приймально-передаючий перетворювач. Ультразвукові коливання поступають у досліджуваний зразок і у вигляді донних сигналів через електронний ключ - на підсилювач, де підсилюються до певної амплітуди (рис. 3.2*г*). Електронний ключ служить для закриття підсилювача на час тривалості зондуючого імпульсу.

Підсилені донні сигнали (рис. 3.2*г*) попадають на схему співпадання, яка порівнює тривалості сигналів генератора синхронізуючих імпульсів і донних

сигналів. Донні сигнали порівнюються в часі з синусоїдальними коливаннями рис. 3.2*а*) за допомогою аналізатора сигналу в таких випадках:

- донний сигнал випереджує додатній півперіод синусоїдальних коливань;
- донний сигнал співпадає з додатнім півперіодом синусоїдальних коливань;
- донний сигнал відстає від додатного півперіоду синусоїдальних коливань.

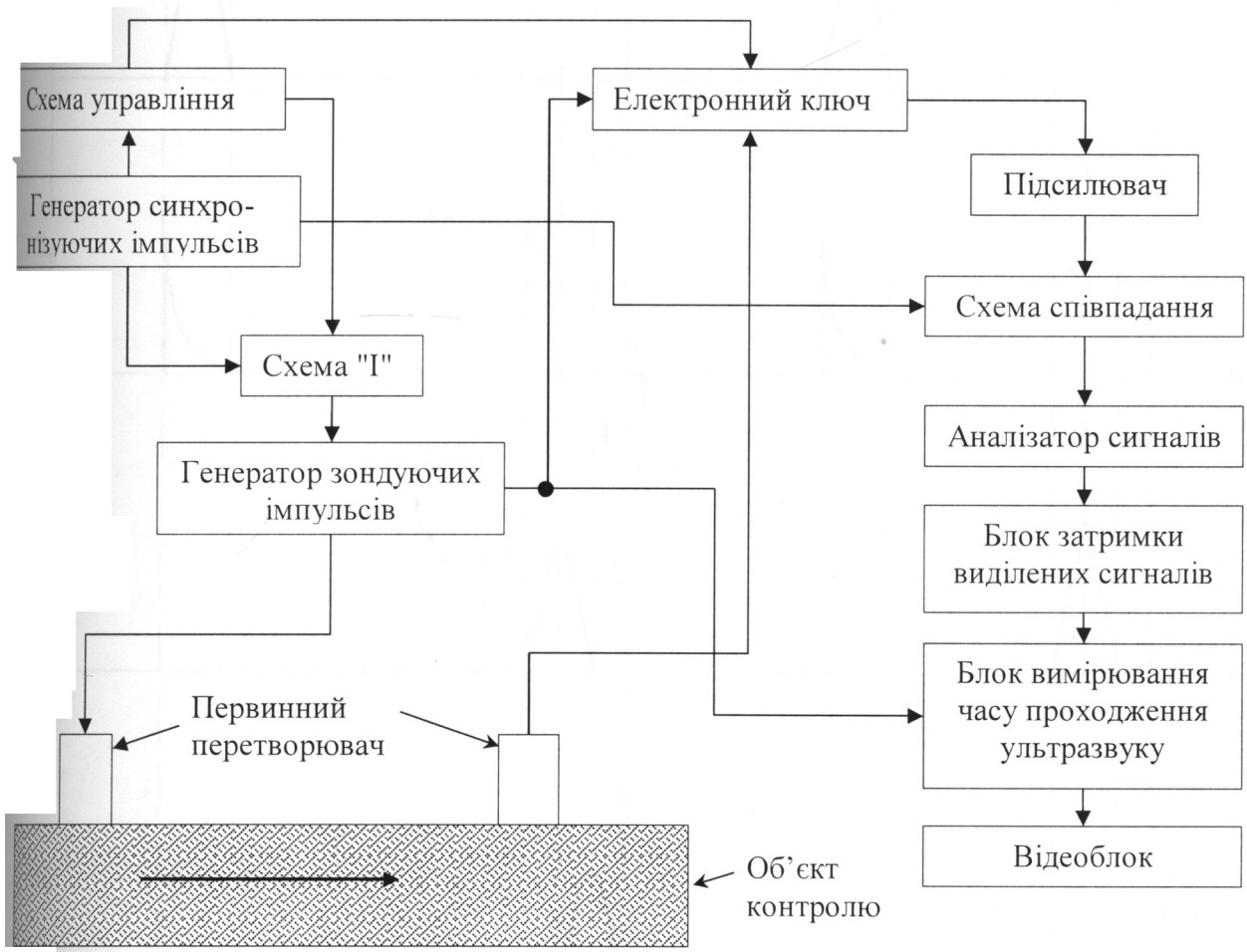


Рис. 3.1. Структурна схема ультразвукового пристрою.

У випадку співпадання в часі донного сигналу (рис. 3.2*г*) з додатнім півперіодом синусоїдальних коливань (рис. 3.2*б*), їх тривалості в часі, які будуть співпадати, фіксує схема співпадання. Тривалість донного сигналу при співпаданні з періодом синусоїдальних коливань аналізується схемою аналізатора сигналу.

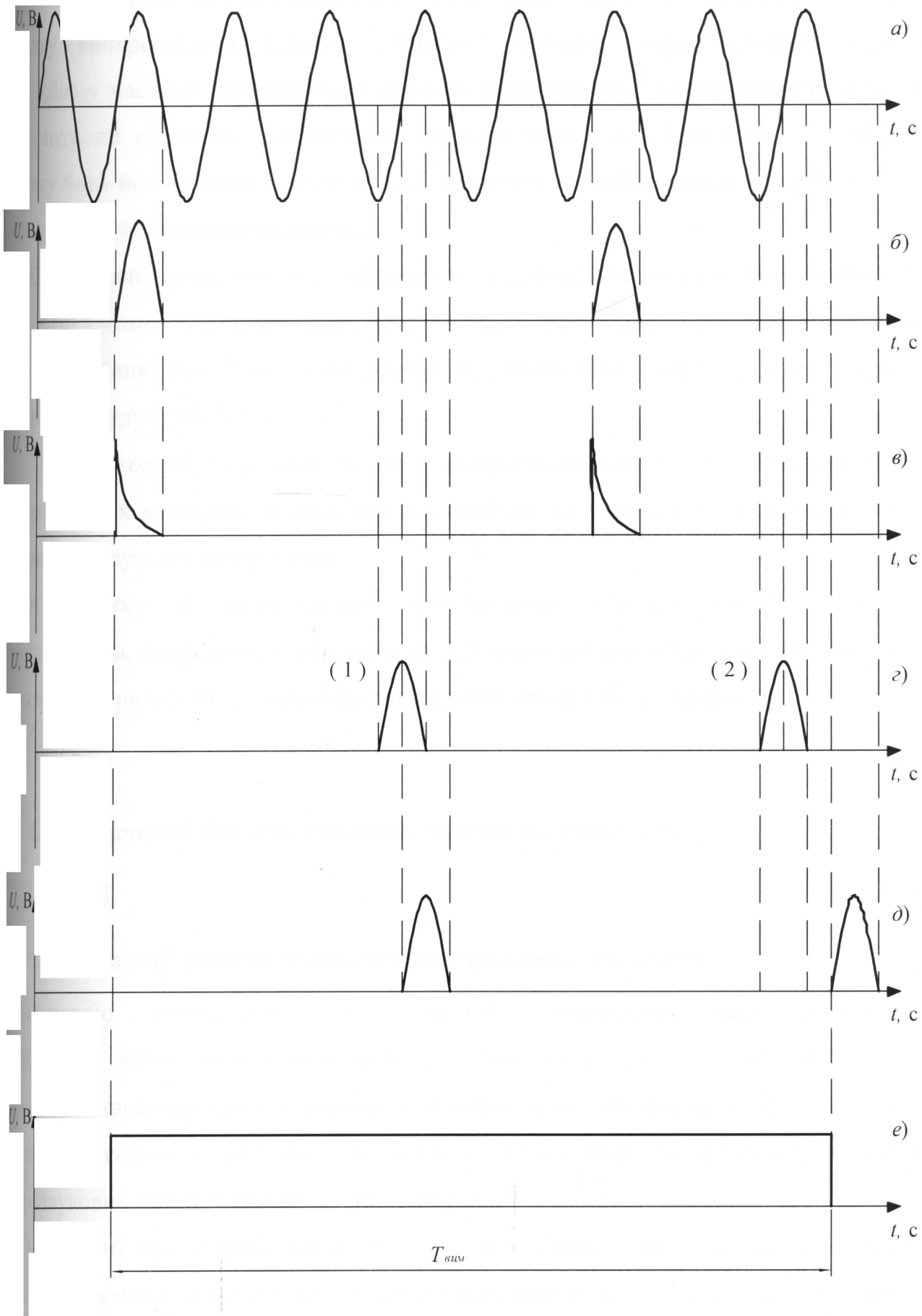


Рис. 3.2. Часові діаграми роботи пристрою вимірювання швидкості ультразвуку.

Випередження або відставання сигналу може проходити в межах періоду. У випадку випередження донним сигналом періоду синусоїдальних коливань (рис. 3.2*а*) у часі він затримується схемою затримки виділеного сигналу в межах півперіоду, де проходить співпадання фронтів (рис. 3.2*д*), і те саме має місце у випадку його відставання. Таким чином, отримується співпадання фронтів донного сигналу і синусоїдальних коливань.

Схемою вимірювання часу визначається тривалість синусоїдальних коливань (рис. 3.2*а*) з моменту подачі зондуючого імпульсу (рис. 3.2*в*) до моменту співпадання донного сигналу (рис. 3.2*д*), який рівний $T_{вим}$ (рис. 3.2*е*) і який враховує затримку донного сигналу (рис. 3.2*г*).

Такий метод обробки сигналу дає можливість визначати швидкість поширення ультразвукових коливань, в яких зміна амплітуди та форма наростання фронтів не впливає на результат вимірювань.

В додатку Д представлено конструкцію ультразвукового первинного перетворювача, який може генерувати та приймати чотири моди пластинчатої хвилі: нульові симетричну та асиметричну, перші симетричну та асиметричну.

3.3 Визначення частоти коливань чутливого елемента.

3.3.1 Загальні вимоги проектування чутливого елемента

Основою проектування ультразвукових первинних перетворювачів є дослідження фізико-механічних характеристик чутливого елемента. Від фізико-механічних характеристик чутливого елемента залежить форма акустичного поля, величина ближньої та дальньої зон, величина шумів, частота та смуга пропускання ультразвукових хвиль, інтенсивність поля тощо.

На даний час відомо понад 8 типів матеріалів, з яких можна виготовляти чутливий елемент, важливе місце серед них займає кварц. На даний час зросла цікавість до використання в якості чутливого елемента кварцових пластин, що

пов'язано з відкриттям та дослідженням *SC* зрізу, який має переваги перед іншими типами зрізів кристалу кварцу [28, 25, 26, 27, 30, 31, 29]:

- довший термін експлуатації при стабільніших частотних характеристиках;
- менший рівень шумів при генеруванні сигналу;
- нижчий поріг чутливості;
- вища добротність;
- нижчий рівень термовпливу;
- краща коротка часова стабільність;
- відсутність провалу зони активності;
- нечутливість вимірюваного сигналу до сильних електромагнітних полів;
- генерування високочастотних коливань.

Метою досліджень є побудова математичної моделі впливу температури на частотні характеристики первинного перетворювача з кварцовим чутливим елементом *SC* зрізу. В даній моделі береться за основу одновимірну температурну модель взаємодії чутливого елемента з навколишнім середовищем, оскільки його поперечні розміри є значно меншими, ніж радіальні. В моделі температура чутливого елемента вважається неоднорідною. Неоднорідність вносить наявність електродів, і тому температура ділянки чутливого елемента, яка граничить з ними, змінюється по відношенню до загальної частини чутливого елемента. Для забезпечення стабільної роботи чутливого елемента вдосконалюються методи зменшення впливу температури на його частотні характеристики: температурне фільтрування, терморегулювання, термокомпенсація, термостатування тощо.

Не менш важливим чинником впливу на зміну частотних характеристик чутливого елемента є час. У роботі проаналізовані основні чинники, які впливають на процес старіння. Оскільки процес старіння є нелінійним, його поділяють на короткотривалий та довгостроковий. Короткотривалий процес старіння представимо у вигляді графічної залежності. Довгостроковий процес старіння поділено на основні чинники та дано числову оцінку кожному зокрема.

У роботах [23, 96] показано, що, незважаючи на більшу величину добротності матеріалу п'єзолелектричної кераміки *SC*, зріз кварцу має стабільнішу й однакову за

величиною залежність: прикладене зусилля до пластини – частота та потужність генеруючих коливань.

Пластина *SC* зрізу відноситься до так званого сімейства *Y* зрізів і генерує поперечні коливання на трьох основних модах (рис. 3.3) [74].

Таким чином, при частоті основної моди 100 кГц, третя мода генеруватиме акустичні хвилі частотою 300 кГц, а п'ята – 500 кГц. Можливо збуджувати чутливий елемент і на сьомій, дев'ятій та одинадцятій модах. Ця особливість дає можливість вибирати частотні діапазони первинного перетворювача в широких межах, що важливо при використанні п'єзоперетворювачів при дослідженні властивостей матеріалів.

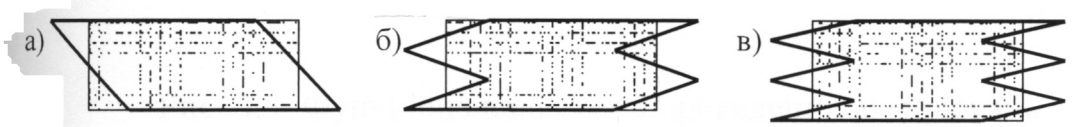


Рис. 3.3. Коливання пластини кварцу *SC* зрізу:
а) основна мода, б) 3-а мода, в) 5-а мода.

3.3.2 Конструювання схеми проведення високоточного вимірювання частоти чутливого елемента

Для вирішення поставленої задачі визначення частотних характеристик пластини *SC* зрізу кварцу розроблена лабораторна установка згідно функціональної схеми, зображеної на рис. 3.4.

Для первинної обробки інформації використано мікропроцесор ATmega16, який передає зібрані дані на персональний комп'ютер через RS232 інтерфейс. Дані зберігаються в мікросхемі пам'яті AT29C512 об'ємом 64 Кбайта. В якості давача температури використано пристрій компанії "Tempco" серії 6600R22C. Дані про температуру записувались у блок зберігання даних синхронно до часу вимірювання частоти. Схема компаратора використовувалась для створення імпульсів прямокутної форми, які рахувались лічильниками і зчитувались мікропроцесором. Вимірювання проводились на номінальній частоті роботи *SC* зрізу пластини

100 кГц. Для термостабілізації первинний перетворювач поміщався в термостат з контролем температури.

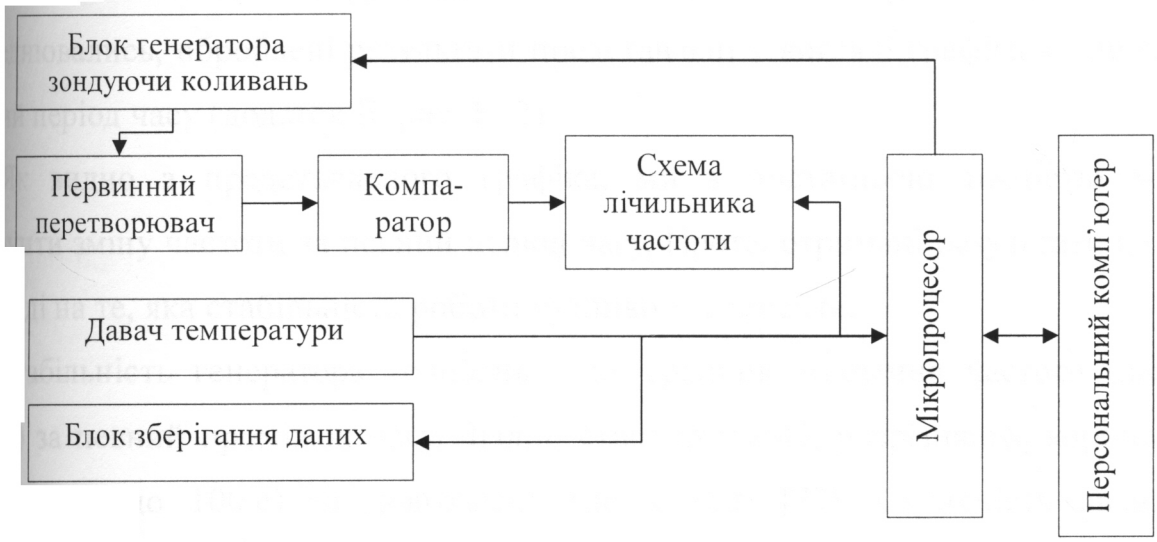


Рис. 3.4. Функціональна схема проведення вимірювань.

В результаті проведених вимірювань визначались частотні характеристики чутливого елемента при температурі в діапазоні -10...140 °С.

При проведенні лабораторних досліджень залежності частоти первинного перетворювача від температури з використанням термостата з'ясувалось, що зміна температури на 100 °С призводить до зміни температури термостата на 0.1 °С, а зміна температури викликана, старінням обладнання термостата, складає в нашому випадку 0.2 °С/рік.

3.3.3 Обгрунтування методу обробки отриманих результатів вимірювань.

Гармонійні коливання, які генерує чутливий елемент, не завжди є однаковими [6, 8]. На зміну частоти коливань чутливого елемента вносять свій вплив компоненти схеми вимірювання, нестабільність блоку живлення, паразитні ємності, додаткові напруження, викликані електродами, інородні елементи самого чутливого елемента тощо [10, 11]. Тому в процесі генерації коливань відбувається їх фазовий зсув (додаток Е, рис. Е. 1).

Для визначення відхилення частоти чутливого елемента *SC* зрізу кварцу, що працює на частоті 100 кГц, використовувався високостабільний генератор частотою 100 МГц із похибкою генерування частоти 0.0005 %. Виміряні значення частоти усереднювались, оброблені результати представлені у вигляді графіка зміни фази за певний період часу (додаток Е, рис. Е. 2).

Як видно з представленого графіка, ми з достатньою точністю можемо визначити зміну частоти за певний період часу. Проте, отримані результати не дають відповіді на те, яка стабільність роботи чутливого елемента.

Стабільність генератора коливань – це границя зміщення частоти (верхня і нижня) за певний проміжок часу. Згідно стандарту ISO, розрізняють короткочасну стабільність (до 100 с) та довгочасну (до 24 год) [73]. Складність визначення стабільності частоти полягає в тому, що її не можна визначити методами, представленими на рис. 3.4. Наприклад, чутливий елемент може стабільно протягом деякого часу генерувати неправильну частоту. Згідно стандарту ISO, генератори частоти повинні забезпечувати 95.4 % ймовірності паспортної частоти. Проте такі дані не даються виробниками поряд із даними про точність.

Такі дані можна отримати шляхом проведення вимірювань та обробки даних статистичними функціями. Проте класична статистика, така, як середнє квадратичне відхилення чи квадрат середнього квадратичного відхилення, визначає розкидування даних відносно усередненої величини. Таким чином, дані повинні бути незалежними в часі, тобто стаціонарними. Прикладом таких даних є білий шум, який би означав, що значення виміряного сигналу рівномірно розкидані по всій ширині вимірюваного частотного спектру. Проте отримані дані є не стаціонарними, вони містять залежний від часу шум, який вноситься зсувом частоти. Тому для стаціонарних величин середнє математичне та середнє квадратичне відхилення завжди буде сходитись до якогось конкретного числа при збільшенні числа виміряних значень, а для нестаціонарних процесів будуть постійно різні числа. Це відбувається внаслідок того, що нові виміряні значення, які додаються до статистичної обробки після додаткового вимірювання при нестаціонарному процесі, будуть мати інше значення середньої величини.

Тому для обробки отриманих даних частоти при різних значеннях температури було використано в якості міри частоти середнє квадратичне відхилення Алана за частотою:

$$\sigma_y(\tau) = \sqrt{\frac{1}{2(M-1)} \sum_{i=1}^{M-1} (y_{i+1} - y_i)^2} \quad , \tag{3.1}$$

де y_i – набір виміряних значень зсуву частоти, M – кількість вимірювань у серії y_i, τ - час спостереження. За часом середнє квадратичне відхилення Алана має вигляд:

$$\sigma_y(\tau) = \sqrt{\frac{1}{2(2N-2)\tau^2} \sum_{i=1}^{N-2} (x_{i+2} - 2x_{i+1} + x_i)^2} \quad , \tag{3.2}$$

де x_i – серія вимірювань фази за час спостереження τ, N – кількість вимірів у серії.

Для пояснення середнього квадратичного відхилення Алана побудуємо графік (рис. 3.5), який показує покращення стабільності показів приладу зі збільшенням часу спостереження τ за отриманими даними вимірювань частоти. При цьому ми не враховуємо вплив стаціонарних шумів до певного рівня, який називається пороговим рівнем шуму. Збільшуючи далі час усереднення, отримаємо гірші результати, оскільки ми включаємо нестаціонарні шуми, викликані процесами старіння первинного перетворювача та елементів вторинних електронних схем, шумів випадкового бродіння. Таким чином, за допомогою (3.1) та (3.2) ми можемо з великою точністю визначити стабільність роботи генератора частоти та до певної міри виключити вплив пристроїв вимірювання на отримані результати.

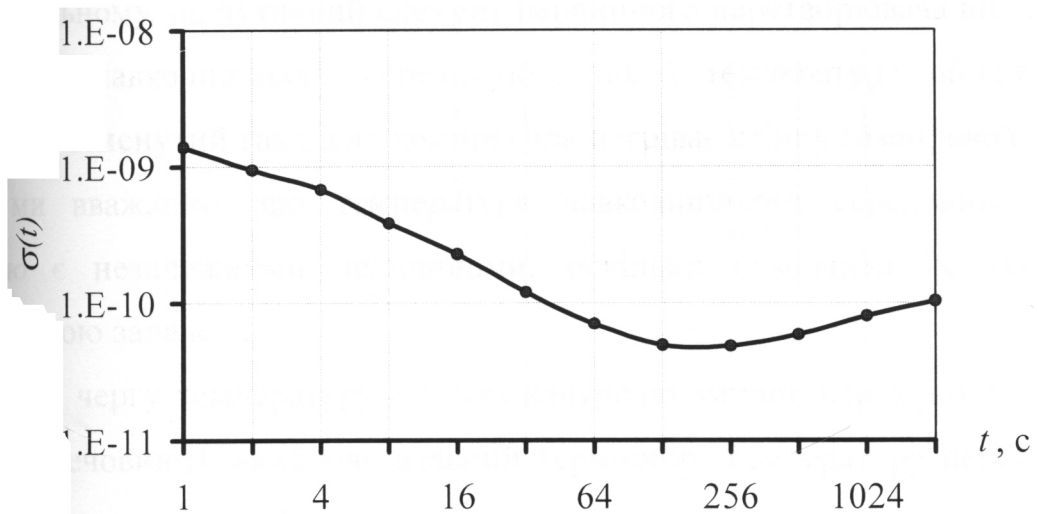


Рис. 3.5. Середнє квадратичне відхилення Алана.

Наприклад, при кімнатній температурі відносна частотна стабільність кристалу кварцу без температурного регулювання може досягнути значення 10^{-12} тільки протягом кількох секунд. Як правило, основним прийомом вирішення забезпечення стабільності частоти чутливого елемента на даний час є використання термостата.

Як видно з представленого графіка, рівень шуму пристрою складає $6 \cdot 10^{-11}$ при τ=100 с.

3.4 Побудова функціональної схеми термочутливості первинного перетворювача.

Враховуючи широку область застосування ультразвукових перетворювачів та можливості сучасних електронних пристроїв, чутливий елемент має працювати в діапазоні температур −10...+140 °С зі зміною частоти, яка не повинна перевищувати 10^{-10} [77, 57]. Очевидно, що досягти такої стабільності роботи первинного перетворювача без високоточного визначення впливу температури та фільтрування виміряних результатів, є неможливим. Схематично зміна частоти від термочутливості первинного перетворювача представлена на рис. 3.6.

В загальному, на чутливий елемент первинного перетворювача впливає як зміна температури навколишнього середовища, так і температура об'єкта контролю (наприклад, стиснутий газ після компресора нагріває стінку газопроводу). Для даної моделі ми вважаємо, що температура навколишнього середовища та об'єкта контролю є незалежними величинами, оскільки визначити їх взаємовплив є нетривіальною задачею.

В свою чергу температуру об'єкта контролю змінює перехідний шар (воду чи спеціальні речовини), який має власний термоопір. Температуру перехідного шару змінює шар протектора. На температуру протектора та перехідного шару впливає також і зовнішня температура. Проте будемо вважати, що на перехідний шар вона впливатиме незначно, оскільки теплопровідність металу об'єкту контролю є набагато вищою, ніж повітря.

При побудові схеми, ми вважаємо, що температура демпфера буде практично однаковою з температурою корпуса первинного перетворювача, оскільки він безпосередньо пов'язаний з корпусом і на нього не діють додаткові прямі термоджерела.

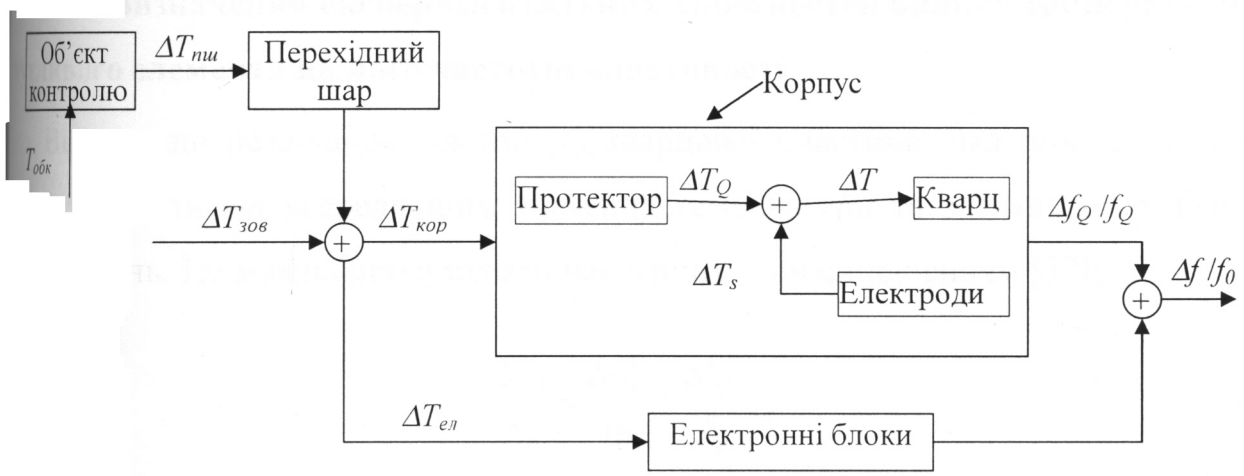


Рис. 3.6. Функціональна схема термочутливості первинного перетворювача:

$T_{об'к}$ - температура об'єкту контролю, $\Delta T_{пш}$ – зміна температури об'єкту контролю перехідним шаром, $\Delta T_{зов}$ – зміна зовнішньої температури, $\Delta T_{кор}$ – зміна зовнішньої температури корпусом, $\Delta T_{ел}$ – зміна температури компонентів електричної схеми, ΔT_Q - зміна температури корпусу шаром протектора, ΔT_s – зміна температури, яку

носять електроди, $\Delta f_Q/f_Q$ – зміна частоти чутливого елемента від температури, $\Delta f/f_0$ - зміна частоти первинного перетворювача від температури, ΔT – температура кварцової пластини.

Як видно з представленої схеми, на зміну частоти від зміни температури впливають також і електричні компоненти вторинного приладу. В загальному, всі електричні компоненти вторинного приладу залежать від температури, хоч залежність окремих блоків від температури є неоднаковою. Загальну залежність частотних характеристик вторинного приладу від температури можна оцінити за допомогою моделювання, припустивши, що кварцовий елемент має нульовий коефіцієнт термопровідності та всі елементи мають однакову температуру. Таке моделювання, проведене в [89], показує, що термочутливість по частоті вторинного пристрою з добротністю 10^6 дорівнює $10^{-8}...10^{-10}$ K^{-1}.

3.5 Математична модель впливу температури на частотні характеристики чутливого елемента

3.5.1 Визначення експериментальних залежностей впливу температури чутливого елемента на його частотні властивості

Відомо, що резонансна частота f_Q кварцової пластини, яка генерує акустичні хвилі, залежить від усередненого значення температури та значень її градієнтів у зоні коливань. Це можна просумувати наступним співвідношенням [12]:

$$\frac{\Delta f_Q}{f_Q} = \frac{\Delta f_Q^S}{f_Q} + \frac{\Delta f_Q^D}{f_Q}, \tag{3.3}$$

де $\Delta f_Q^S/f_Q$ - статична складова, $\Delta f_Q^D/f_Q$ - динамічна складова. Враховуючи, що основний вплив на зміну частоти вносить статична складова, розглянемо її більш детально, вважаючи динамічну складову шумом.

Статичну складову можна апроксимувати за допомогою поліноміальної залежності вигляду:

$$\Delta f_Q^S / f_Q = a \cdot (T_Q - T_0) + b \cdot (T_Q - T_0)^2 + c \cdot (T_Q - T_0)^3 , \qquad (3.4)$$

де T_0 – номінальна температура (як правило, 25 °С), T_Q – температура кварцу, яку приймаємо однорідною для всього кварцового чутливого елементу.

Коефіцієнти a, b та c є функціями кутів SC зрізу кристалу. Тому побудуємо залежності для чутливого елемента SC зрізу. На рис. 3.7 зображено отримані криві статичної залежності частота-температура кварцового чутливого елемента з робочою частотою 100 кГц при різних кутах повороту площини зрізу пластини θ. Рівняння даних кривих має вигляд:

$$\begin{aligned}
\Delta f_{\theta 1} &= 0.387(T-25) - 0.119(T-25)^2 + 1.688 \cdot 10^{-4}(T-25)^3 , \\
\Delta f_{\theta 2} &= 1.038(T-25) - 0.041(T-25)^2 + 3.55 \cdot 10^{-4}(T-25)^3 , \\
\Delta f_{\theta 3} &= 2.011(T-25) - 0.072(T-25)^2 + 5.579 \cdot 10^{-4}(T-25)^3 .
\end{aligned} \qquad (3.5)$$

Для порівняння в додатку Е, рис. Е.3 наведено залежності частоти найбільш поширеного AT зрізу кварцу від температури [74]. Як видно з графіка 3.8 та додатка Е, SC зріз має більш плавнішу криву в робочій області температур, тобто зміна частоти даного зрізу змінюється в діапазоні -80...+80 Гц, тоді як AT зрізу в даній області температур змінюється на порядок більше.

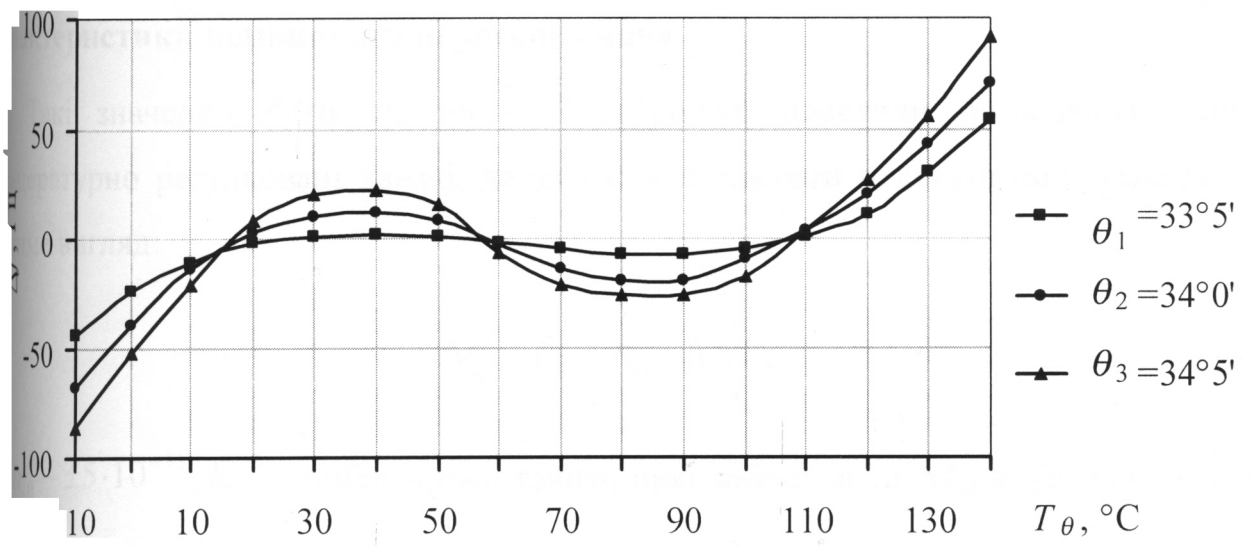


Рис. 3.7. Статична залежність частота-температура кварцової пластини SC зрізу.

Просторове розташування *SC* зрізу кристалу кварцу показано на рис. 3.8, де вид зрізу визначається кутом θ, причому коли кут $\varphi \neq 0$ *SC*, зріз пластини кварцу називається двічі повернутим. На даний час найбільшого поширення набули кварцові пластини *SC* зрізу, виготовлені з кутом $\varphi = 21.93$ °.

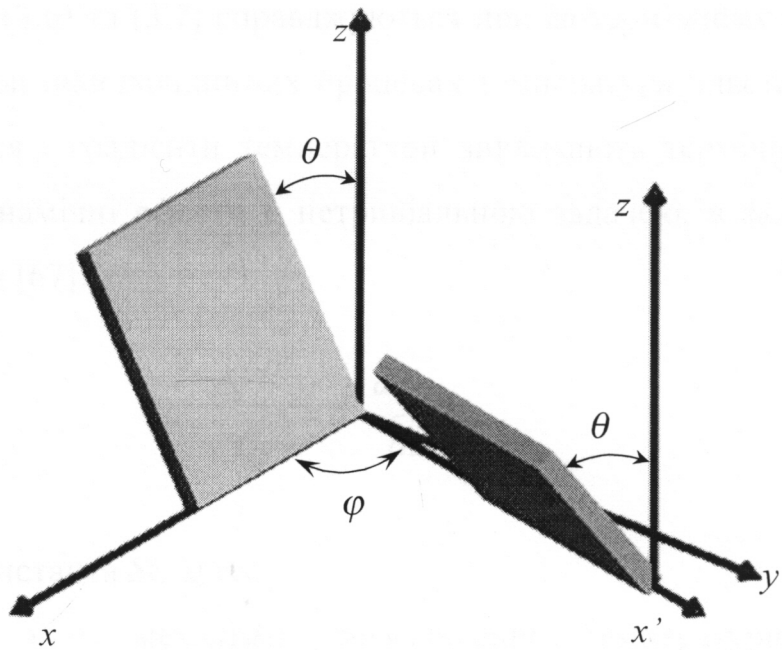


Рис. 3.8. *SC* зріз кристалу кварцу.

3.5.2 Вивід загального рівняння температурного впливу на частотні характеристики первинного перетворювача

Такі значення кутів повороту θ кварцової пластини дозволяють робити температурно регульовані давачі, де залежність частоти пластини від температури матиме вигляд:

$$\Delta f_Q^S / f_Q \sim a_{t0} \cdot \Delta T_Q \ , \tag{3.6}$$

де $a_{t0} \sim \pm 5 \cdot 10^{-11}\ K^{-1}$ - вибирається таким, щоб забезпечити ΔT_Q в діапазоні 0.1 °C, ΔT_Q – зміна температури кварцової пластини. Залежність (3.5) можна подати у вигляді:

$$\Delta f_Q^S / f_Q = a \cdot \Delta T_Q \approx a_{t0Q} \cdot \left(T_{t0} - T_Q\right) \cdot \Delta T_Q \ , \qquad (3.7)$$

де вибирається значення $a_{t0Q} \sim 10 \cdot 10^{-9} \ K^{-2}$ для забезпечення вказаної стабільності, T_Q - температура кварцової пластини, T_{t0} – точка симетрії зміни частоти від температури кварцу.

Співвідношення (3.6) та (3.7) справджуються при ізотермічному процесі, проте в реальних умовах при швидкоплинних процесах температура пластини в різних її частинах відрізняється і градієнти температури викликають термічні напруження. Змоделювати такі динамічні ефекти є нетривіальною задачею, в загальному, дана залежність має вигляд [67]:

$$\frac{\Delta f_Q^D}{f_Q} \approx \vec{a} \cdot \frac{dT_Q}{dt} \ , \qquad (3.8)$$

де $\vec{a} \approx 2 \cdot 10^{-7} K^{-1}$ - константа *SC* зрізу.

Таким чином, при механізмі регулювання температури первинного перетворювача температурний вплив на зміну частоти матиме вигляд:

$$\Delta f_Q / f_Q \sim a \cdot \Delta T_Q + \vec{a} \cdot \nabla \cdot \Delta T_Q \ , \qquad (3.9)$$

де ∇ - оператор Лапласа.

3.5.3 Температурне фільтрування

Методи регулювання температури поділяються на пасивні так й активні.

До пасивних методів належить температурне фільтрування, яке полягає у термоізоляції чутливого елемента в первинних перетворювачах матеріалами з низькою теплопровідністю в експлуатаційному діапазоні температур.

Дослідивши величину теплопровідності термоізоляційного матеріалу на одиницю товщини, можна компенсувати короткочасні зміни температури. В

електричній схемі-аналозі (рис. 3.9) вказаний матеріал буде діяти як високочастотний фільтр.

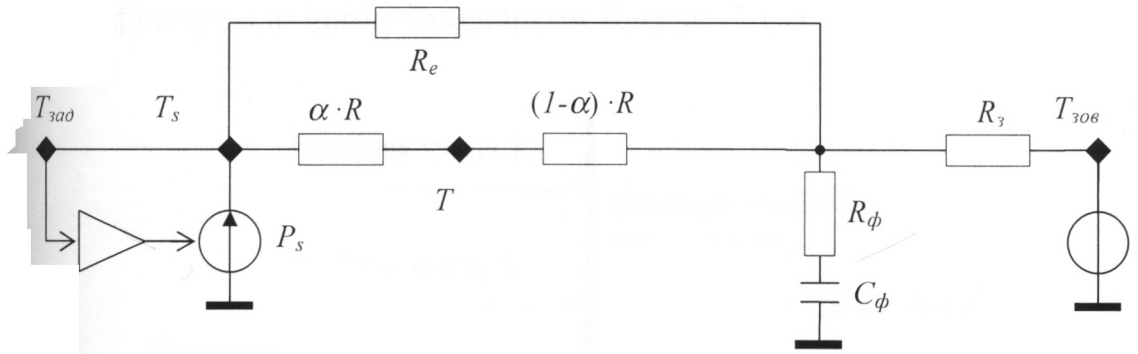


Рис. 3.9. Електротермічна модель роботи кварцового чутливого елемента у встановленому стані:

– джерело живлення, T_s – температура чутливого елемента в робочій області, $T_{зад}$ – задана температура роботи чутливого елемента, T – температура кварцової пластини, яка може відрізнятись від температури чутливого елемента в робочій області, $T_{зов}$ – зовнішня температура, R – термоопір чутливого елемента, α - коефіцієнт, що характеризує теплопровідність матеріалу чутливого елемента, $R_ф$ –активний опір термофільтра, $C_ф$ – ємність термофільтра, R_e – термоопір електродів, $R_з$ – термоопір шару протектора.

У представленій схемі пара опорів $\alpha \cdot R$ та $(1-\alpha) \cdot R$ описують властивість SC зрізу кварцу до самотермокомпенсації [74].

3.5.4 Вплив використання термофільтрування на частотні властивості давача.

У загальному, термофільтр є тонким шаром термоізоляції, напиленої на чутливий елемент. Такий матеріал, окрім термічних властивостей, має також і акустичні, зокрема акустичний імпеданс, який впливає на частотні характеристики

рвинного перетворювача. Тому для ефективного використання термофільтрів трібно врахувати їх акустичні характеристики.

З цією метою розглянемо роботу чутливого елемента, навантаженого тонким аром термофільтра з вхідним імпедансом Z_2 (рис. 3.10).

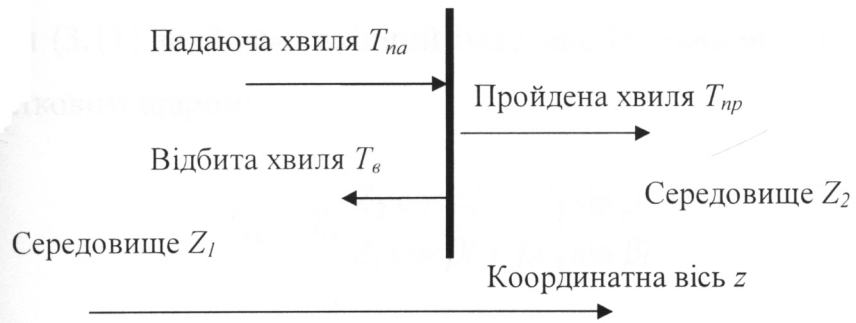


Рис. 3.10. Проходження акустичної хвилі на межі розділу двох середовищ.

Імпеданс матеріалу чутливого елемента позначимо Z_1, а його товщину l. лишемо падаючу хвилю, відбиту та пройдену, як [62]:

$$\begin{cases} T_1 = T_{па}\left(e^{-j\beta_1 z} + \Gamma e^{j\beta_1 z}\right), \\ \upsilon_1 = -\dfrac{T_{па}}{Z_1}\left(e^{-j\beta_1 z} + \Gamma e^{j\beta_1 z}\right), \\ T_2 = T_{пр} e^{-j\beta_2 z}, \\ \upsilon_2 = -\dfrac{T_{пр}}{Z_2} e^{-j\beta_2 z}, \end{cases} \tag{3.10}$$

де T_1 – падаюча хвиля; T_2 – пройдена хвиля; υ_1, υ_2 – швидкості поширення акустичних хвиль у двох середовищах; $T_{па}$, $T_{пр}$ – амплітуди падаючої та пройденої хвиль відповідно, Γ – коефіцієнт відбиття палаючої хвилі, β_1, β_2 – постійні розповсюдження в двох середовищах.

Із формули (3.10) можемо виразити коефіцієнт відбиття:

$$\Gamma = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1}. \tag{3.11}$$

Оскільки вхідний імпеданс $Z_{вх}$ дорівнює відношенню напруження хвилі до швидкості, запишемо його для першого шару з врахуванням (3.10):

$$Z_{вх} = \frac{-T(-l)}{\upsilon(-l)} = Z_1 \frac{e^{j\beta_1 l} + \Gamma e^{-j\beta_1 l}}{e^{j\beta_1 l} - \Gamma e^{-j\beta_1 l}} \ . \tag{3.12}$$

Враховуючи (3.11) знайдемо вхідний імпеданс із рівняння (3.12) для чутливого елемента з додатковим шаром:

$$Z_{вх} = Z_1 \frac{Z_2 \cos \beta l + jZ_1 \sin \beta l}{Z_1 \cos \beta l + jZ_2 \sin \beta l} \ . \tag{3.13}$$

Отримана залежність дає можливість оцінити доцільність використання того чи іншого матеріалу в якості термофільтра. Основним критерієм, за яким повинен вибиратись матеріал термофільтра, є пропускна здатність на вибраному діапазоні робочих частот чутливого елемента.

3.5.5 Температурне регулювання.

В загальному, даний метод оперує джерелом живлення, за допомогою якого можна тримати температуру чутливого елемента T_s на заданому значенні $T_{зад}$, яка є близькою до точки симетрії зміни температури кварцу T_{t0}.

Проте, як видно з рис. 3.9, температура чутливого елемента не може бути однорідною. Тут T не буде дорівнювати T_s, особливо, якщо матеріал чутливого елемента є двічі повернеким SC зрізом [74]. Припустимо, що кварцова пластина працює в ідеальному стані, тобто статична зміна температури чутливого елемента дорівнює нулю $T_s = 0$, при довільному значенні зовнішньої температури статичний коефіцієнт підсилення, згідно рис. 3.9, матиме вигляд:

$$G_1 = \Delta T_{зов} / \Delta T = 1/\alpha \ . \tag{3.14}$$

Практично нам потрібно забезпечити термічний коефіцієнт підсилення на рівні 1500, тобто $\Delta T_Q \leq 0.1$ °C, якщо $\Delta T_{зов} \approx 150$ °C. Ця умова відповідає таким експлуатаційним -10...+140 °C.

Розглянемо реальну кварцову пластину товщиною m, довжиною l для того, щоб оцінити можливість забезпечення коефіцієнта термопідсилення на потрібному рівні. Нехай кварцова пластина (рис. 3.11) має сталу температуру $T_{зад} = T_s = T_0$. Обмін теплотою з зовнішнім середовищем $T_{зов}$ виразимо коефіцієнтом h.

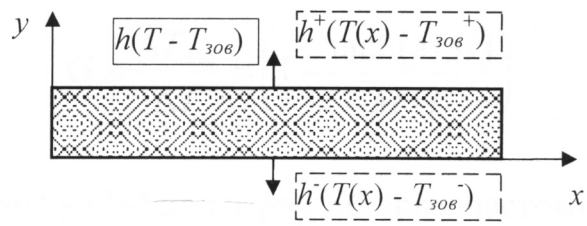


Рис. 3.11. Теплообмін кварцової пластини:

h – теплопровідність ізоляції,

—— односторонній теплообмін, – – - двохсторонній теплообмін

Тоді отримаємо співвідношення розподілу температури у вигляді:

$$T(x,y) = \frac{T - T_{зов}}{T_0 - T_{зов}} = \sum_n \frac{m^{kn(l-x)} + m^{-kn(l-x)}}{m^{kn\cdot x} + m^{-kn\cdot x}} \cdot \cos(kn \cdot y) \,, \qquad (3.15)$$

де kn визначається зі співвідношення $kn \cdot m \cdot \tan(kn \cdot m) = h \cdot m / \lambda$, λ - теплопровідність кварцової пластини коли величина повздовжнього теплового потоку є більшою, ніж поперечного, тобто $\left|\lambda \frac{\partial T}{\partial x}\right| >> |h(T - T_m)|$. Дана умова має місце, коли пластина є термоізольованою, тоді температура вздовж осі oy є незмінною. Таким чином, (3.15) можна спростити до вигляду:

$$T(x,y) \approx T(x) = \frac{T - T_{зов}}{T_0 - T_{зов}} = \frac{\cosh(M(l-x))}{\cosh(M \cdot l)} \,, \qquad (3.16)$$

де $M^2 = h/\lambda m$.

Залежність (3.16) можна застосувати також і до двохстороннього теплообміну, визначивши $T_{зов}$ та M так:

$$T_{зов} = \frac{h^+ \cdot T^+_{зов} + h^- \cdot T^-_{зов}}{h^+ + h^-}, \quad M^2 = \frac{h^+ + h^-}{\lambda m} \quad . \tag{3.17}$$

Статичний коефіцієнт підсилення, враховуючи (3.16) та (3.14), буде:

$$G = \frac{\Delta T_{зов}}{\Delta T} = \left(1 - \frac{\tanh(M \cdot l)}{M \cdot L}\right)^{-1} \quad . \tag{3.18}$$

Застосовуючи формулу (18) до кварцу *SC* зрізу частотою 100 кГц, ми отримаємо коефіцієнт підсилення не більше 300, що є недостатнім для забезпечення експлуатаційних умов роботи чутливого елемента. Таким чином, нам потрібно застосувати додатковий метод – термокомпенсацію.

3.5.6 Термокомпенсація.

Для забезпечення механізму термокомпенсації нам необхідно врахувати зміни зовнішньої температури. З цією метою в схемі температурного регулювання використовуємо додатковий чутливий елемент T_{s2}, який контролює зміну температури і через лінію зворотнього зв'язку регулює величину живлення відповідно зовнішньої температури (рис. 3.12). Різниця температур тоді буде:

$$\Delta T = (1 - \alpha) \cdot \Delta T_s + \alpha \cdot \Delta T_{s2} \quad . \tag{3.19}$$

Для забезпечення термокомпенсації повинно $\Delta T = 0$, тоді отримаємо:

$$\Delta T_s = \frac{\alpha}{(\alpha - 1)\Delta T_{s2}} \quad . \tag{3.20}$$

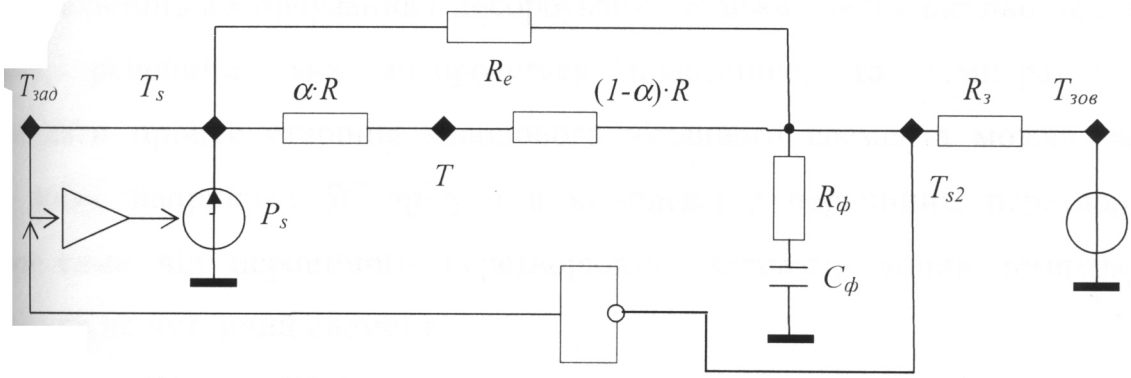


Рис. 3.12. Метод термокомпенсації роботи кварцового чутливого елемента.

Таким чином, забезпечується термостабілізація кварцового чутливого елемента, ий може працювати в діапазоні температур -10...+140 °С, не змінюючи власної астоти.

3.6 Аналіз процесу зміни фізичних характеристик кварцової пластини в

Зміну частоти кварцової пластини в часі можна поділити на короткотривалу та гострокову, яку можна назвати процесом старіння. Короткотривала зміна частоти казана в додатку Ж, рис. Ж.1 [68].

Основними чинниками, які впливають на старіння кварцової пластини, є еніс маси речовини з або на поверхню пластини, внаслідок адсорбування чи орбування, зняття напружень у кристалах кварцу, зміни в електродах, зміни ичини розсіювання в корпусі перетворювача, зміни в самому матеріалі кварцу.

Внаслідок адсорбування чи десорбування матеріалу поверхні кварцу, частота ечних коливань у кристалі SC зрізу змінюється зворотно пропорційно до щини пластини. Якщо кварцова пластина генерує гармонійні коливання частотою кГц, то її товщина складає приблизно 1 мільйон атомарних шарів. Зміна маси ливого елемента, яка дорівнює масі одного атомарного шару рівна зміні її частоти

на 5 Гц. Величина адсорбування / десорбування залежить від властивостей поверхні пластини, речовини, яка абсорбується пластиною, та температури. Отже досліджувати процес старіння кварцового чутливого елемента можна лише для одного зрізу, наприклад *SC* зрізу, і в комплексі з первинним перетворювачем, оскільки саме від первинного перетворювача залежить вплив температури та окислювачів на чутливий елемент.

В додатку Ж, рис. Ж. 2 показано процес окислення кварцової пластини в часі [85].

Хоч кварцовий чутливий елемент монтують герметично в первинний перетворювач, все-таки гази проникають крізь захисні шари та окислюють матеріал чутливого елемента, тому конструктивні матеріали первинних перетворювачів потрібно вибирати за мінімальними пропускними властивостями.

Величину адсорбування матеріалу можна оцінити за формулою [85]:

$$T_{1/2} = T_0 \cdot e^{E_D / R_c \cdot T}, \tag{3.21}$$

де $T_{1/2}$ – час напівадсорбування молекул досліджуваного матеріалу, E_D – енергія адсорбування, R_c – газова стала. Для матеріалу кварцу E_D = 30 Ккал/Моль і при температурі 25 °С рівень адсорбування складатиме 10^{-9}/день, а для матеріалу електродів E_D > 40 Ккал/Моль рівень адсорбування буде не менший за 10^{-17}/день, що можна вважати стабільним у часі. При температурі 150 °С адсорбування матеріалу кварцу відбувається в межах секунди і починається повільний процес адсорбування матеріалів із E_D >= 40 Ккал/Моль.

На процес старіння чутливого елемента впливають і електроди. Електроди, як правило, виготовлять із срібла, золота чи алюмінію у вигляді тонких пластин. Початкові, монтажні напруження в тонких плівках змінюються з часовою константою, яка дорівнює кільком годинам [87]. Напруження в тонких плівках значною мірою залежать від матеріалу пластини, її поверхні, температури та присутності газів. Визначити дольову частку цих впливів є досить важкою задачею. Наприклад, зміна опору в тонких плівках золота товщиною 700...1650 Å, напилених на кварц, залежить тільки від температури [77]. Коли плівки напилюються при

температурі 46 °С, то зміна опору (до 8.5 %) спостерігається протягом кількох тижнів після виготовлення. При напиленні електроду при температури 112 °С зміна опору є досить низькою (0.8...1.5 %), проте атоми матеріалу електроду проникають у кристали чутливого елемента і змінюють його п'єзоелектричні характеристики.

Рівень дифузії RD можна оцінити за формулою [85]:

$$RD = -D \cdot grad(KC), \tag{3.22}$$

де KC – концентрація металу, $D = \dfrac{mh}{S(d_2 - d_1)t}$ - константа дифузії, m – маса матеріалу, який дифузує, h – товщина шару дифузії, S – контактна площа металів, d_1 i d_2 – концентрація матеріалу, який дуфузує по обидва боки границі розділу металів, t – час.

Так у додатку Ж, табл. Ж. 1 наведені константи дифузії металів, які часто використовуються для виготовлення електродів.

Важливим також є підбір матеріалів електроду з точки зору хімічних реакцій. Наприклад, широковживаний матеріал електродів – алюміній чи хром при нагріванні створює молекули AL_2O_3 та Cr_2O_3, вивільнюючи таким чином кисень із кварцу – SiO_2.

З іншого боку, золото чи срібло, які є неактивними з точки зору хімічних реакцій і під впливом підвищених температур чи електромагнітних полів дифузують у кварц, не можна не враховувати при розробці первинних перетворювачів із високою напругою на електродах [75].

На процес старіння первинного перетворювача впливає також і зміна в часі параметрів з'єднуючої ланки вторинного пристрою, а саме конденсатора. В праці [88] досліджено зміни ємності конденсаторів та індуктивності котушок у часі на величину $3 \cdot 10^{-4}$...$70 \cdot 10^{-4}$ % в день для конденсаторів та $2 \cdot 10^{-4}$ % в день для котушок.

3.7 Оцінка похибки розробленого пристрою і результатів контролю експлуатаційних параметрів діючого газопроводу

Реальні результати вимірювання завжди міститимуть похибки, наприклад, як варіацію значення вимірюваної величини. Тому потрібно здійснити методичний та системний підхід для ідентифікації всіх джерел похибок, що можуть мати місце у розробленому пристрої. Наступним кроком потрібно визначити величину цих похибок та їх вплив на отримані результати.

Звичайно похибки результатів розробленого пристрою можуть бути визначеними тільки для конкретної його конфігурації та для визначеної методики проведення контролю.

3.7.1 Аналіз інструментальних похибок розробленого пристрою

Розрахунком похибки засобу вимірювання розробляємо схему розрахунку, в основі якої лежить структурна схема перетворення виміряної інформації чи послідовності підключення функціональних перетворювачів.

Розрахунок похибки будемо проводити згідно структурної схеми пристрою, зображеної на рис. 3.1. Згідно з [56], існує три види з'єднання окремих блоків – послідовне, паралельне та зустрічно-паралельне, тому для спрощення розрахунків приведемо структурну схему (рис. 3.1) до такого вигляду, що відповідає окремим етапам перетворення виміряного сигналу, рис. 3.13.

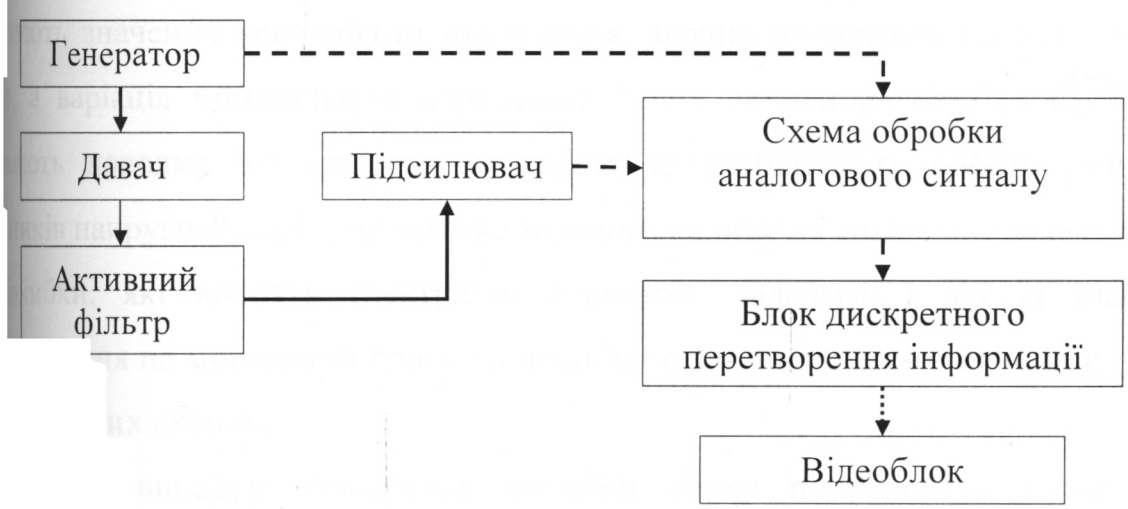


Рис. 3.13. Структурна схема ультразвукового пристрою:

— - аналоговий сигнал з приведеним значенням амплітуди до вимог первинного перетворювача, – – – - аналоговий сигнал з приведеним значенням амплітуди до вимог електричних елементів схеми обробки сигналу, ····· - цифровий сигнал.

Враховуючи приведену структурну схему (рис. 3.13), представимо схему накопичення сумарної похибки розробленого ультразвукового пристрою, рис. 3.14.

Сумарна похибка складається із методичної, що виникає внаслідок спрощень в методиці розрахунку фізичних величин, що визначають експлуатаційні параметри газопроводів; та інструментальної, яка викликана нелінійними характеристиками та відхиленням реальних значень від номінальних електричних елементів пристрою

Розглянемо блок підсилювача, додаток З, рис. 3. 1. Головним елементом є операційний підсилювач G_1 марки AD9632 компанії Analog Devices. Інші електричні елементи такі як резистори та конденсатори вибирають потрібний режим роботи операційного підсилювача, стабілізують його роботу відносно флуктуацій живлення та навантаження. Кожен із елементів електричної схеми має власні номінальні значення, які можуть відрізнятись в певних межах в залежності від їх класу точності. В розробленому пристрої використані конденсатори та резистори з варіацією номінальних значень ±0,5 %.

Залежно від функції, яку вони виконують, похибки значень їх номіналів або можуть мати вплив на сигнал, або ні. Наприклад резистори R_2, R_1 та конденсатор C_1, що задають значення коефіцієнта підсилення, значно впливають на результуючий сигнал, а варіація номінальних параметрів таких елементів, як $C_{вх}$, C_2, $R_{вх}$, які подавляють наводки від джерела живлення та стабілізують роботу резисторів дільників напруги R_a та R_3, не матиме значного впливу на сигнал підсилення.

Похибки, які вносять електричні елементи, залежать і від їх взаємного розташування на монтажній платі. Ці похибки є частиною шуму, який присутній у всіх електричних схемах.

В такому випадку визначення похибки блоку підсилювача алгебраїчним додаванням найгірших можливих проявів значень електричних елементів буде

неправильним, так як можливість появи великих первинних похибок є малою, а ймовірність одночасного співпадання таких випадків у всіх елементах буде ще меншою. Отже визначення загальної похибки блоку підсилювача повинно базуватись на теорії ймовірності, яка враховує долю випадковості в розподілі похибок вхідних параметрів у межах допуску та ймовірність взаємовпливу елементів на монтажній платі.

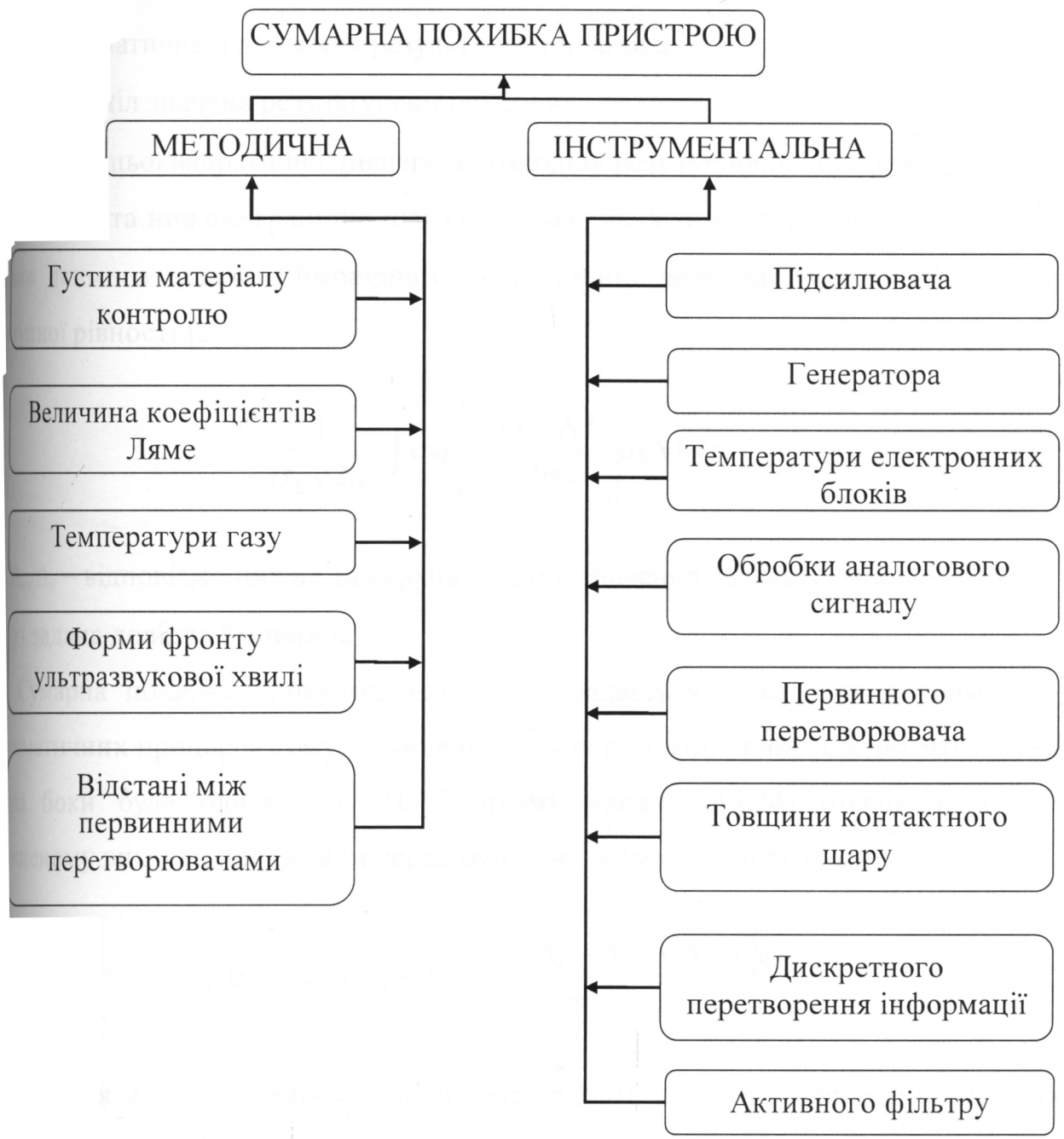


Рис. 3.14. Схема накопичення сумарної похибки пристрою.

При ймовірносному методі розрахунку похибки проводиться оцінка діапазону її значень із заданою ймовірністю. Для вирішення поставленої задачі використаємо закон нормального розподілу похибки підсиленого сигналу, який має такий вигляд [6]:

$$f(\Delta)=\frac{1}{\sigma_{\Sigma}\sqrt{2\pi}}e^{\left[-\frac{(\Delta-\overline{\Delta})^2}{2\sigma_{\Sigma}^2}\right]}, \qquad (3.23)$$

$\overline{\Delta}$ - математичне очікування результуючої похибки,

Δ - розподіл значень результуючої похибки,

σ_{Σ} - середньоквадратична дисперсія розподілу результуючої похибки.

Верхню та нижню границю діапазону можливих значень результуючої похибки між якими з заданою ймовірністю є її істинне значення, можна обчислити із наступної рівності [21]:

$$\frac{1}{\sigma_{\Sigma}\sqrt{2\pi}}\int_{\Delta_н}^{\Delta_в}\exp\left[-\frac{(\Delta-\overline{\Delta})^2}{2\sigma_{\Sigma}^2}\right]d(\Delta)=\gamma, \qquad (3.24)$$

$\Delta_н$, $\Delta_в$ – відповідно нижня та верхня границі значення результуючої похибки;

γ - задана довірча ймовірність.

Сумарна похибка блоку підсилювача складається з багатьох випадкових та систематичних процесів, тому відхилення сумарної похибки від середнього значення у два боки буде однаковим [4]. У цьому випадку (3.24) можна записати у спрощеному вигляді, виразивши через функцію нормального розподілу:

$$F\left(t^2/2\right)=(1+\gamma)/2\ ,\quad t^2=\frac{\left|\Delta_в-\overline{\Delta}\right|^2}{\sigma_{\Sigma}^2}=\frac{\left|\Delta_н-\overline{\Delta}\right|^2}{\sigma_{\Sigma}^2}\ . \qquad (3.25)$$

Значення t при заданій довірчій ймовірності γ можна знайти за таблицями нормального розподілу, а границі діапазону можливих значень результуючої похибки будуть такими:

$$\Delta_в = \overline{\Delta} + t\sigma_\Sigma \,,\ \Delta_н = \overline{\Delta} - t\sigma_\Sigma \,. \tag{3.26}$$

Значення результуючої похибки блоку підсилювача мона визначити на основі відомої функції нормального розподілу (3.25) так [56]:

$$\Delta = \Delta_m + \sum_{i=1}^{n}\left(\frac{\partial f}{\partial x_i}\right)_0 \Delta x_i + \sum_{i=1}^{n}\left(\frac{\partial f}{\partial x_i}\right)_s \Delta x_i \,, \tag{3.27}$$

де Δ_m – теоретична складова похибки,

$\sum_{i=1}^{n}\left(\frac{\partial f}{\partial x_i}\right)_0 \Delta x_i$ - складова, що визначається постійним значенням коефіцієнтів впливу,

$\sum_{i=1}^{n}\left(\frac{\partial f}{\partial x_i}\right)_s \Delta x_i$ - складова, що визначається змінним значенням коефіцієнтів впливу.

Таким чином, для ймовірнісної оцінки похибки вихідного параметра необхідно знати математичне очікування результуючої похибки та її дисперсію, які можна обчислити так [56]:

$$\begin{aligned} \overline{\Delta}\left[\frac{\Delta}{y}\right] &= \sum_{i=1}^{n} A_i\left[E\left(\frac{\Delta x_i}{x_i}\right) + a_x K\left(\frac{\Delta x_i}{x_i}\right)\right], \\ \sigma_\Sigma^2\left(\frac{\Delta}{y}\right) &= A_i^2 K^2\left(\frac{\Delta x_i}{x_i}\right)\lambda^2\left(\frac{\Delta x_i}{x_i}\right), \end{aligned} \tag{3.28}$$

де y – вихідний сигнал блоку підсилювача,

E – координата середини поля допуску функції розподілу,

$a_x = (M - E)/K$ - коефіцієнт відносної асиметрії відносної похибки,

K – половина поля допуску функції розподілу,

A_i – коефіцієнт впливу відносної похибки i-го вхідного параметру,

λ - відносне середнє квадратичне відхилення.

Розглянемо розрахунок коефіцієнтів впливу A. В найпростішому випадку коефіцієнти впливу первинних похибок дорівнюють одиниці, проте для нелінійних

нкціональних перетворювачів, яким є блок підсилення, значення A для його дних параметрів буде відрізнятись від одиниці.

Для вхідних параметрів блоку підсилення, які описуються нескладним няням, що може бути продифиренційове, коефіцієнти впливу A знаходять як дну за змінними цього рівняння. Для цього випадку підходить розрахунок ефіцієнту впливу від функції підсилення K_{amp}:

$$K_{amp} = \frac{K_{amp0}}{1 + \beta \cdot K_{amp0}}, \tag{3.29}$$

K_{amp0} – коефіцієнт підсилення,

β - коефіцієнт зворотнього зв'язку.

Коефіцієнт впливу підсилювача A_{amp} буде таким:

$$\begin{aligned} A_{amp} &= \frac{\partial K_{amp}}{\partial \beta}\Delta\beta + \frac{\partial K_{amp}}{\partial K_{amp0}}\Delta K_{amp0} = \\ &= \frac{-K_{amp0}^2}{\left(1+\beta \cdot K_{amp0}\right)^2}\Delta\beta + \frac{1}{\left(1+\beta \cdot K_{amp0}\right)^2}\Delta K_{amp0}. \end{aligned} \tag{3.30}$$

У випадку, коли отримання аналітичного виразу для вихідного параметра, як ункції вхідних параметрів є ускладненим, коефіцієнти впливу можна знайти спериментальним шляхом. Експериментальним методом є метод малих приростів, основі якого лежить припущення про лінійний приріст вихідного параметру Δy по дношенню до зміни вхідного параметру x на малу величину Δx. Коефіцієнт впливу в цьому випадку обчислюється так:

$$A = \Delta y \cdot x / \Delta x \cdot y, \tag{3.31}$$

В додатку З, табл. З. 1 наведено обчислені коефіцієнти (3.28) блоку дсилювача.

Значення результуючої похибки блоку підсилення, обчислене згідно (3.28) та 26), при довірчій ймовірності 0,95 дорівнює 0,6 %.

Розглянемо блоки генератора та активного фільтру. В основі цих блоків лежить ка ж мікросхема операційного підсилювача, що і в блоці підсилення. Відмінність к блоками полягає в елекричній схемі з пасивних елементів, що задає режим боти операційного підсилювача. Похибки вхідних характеристик операційного дсилювача, які вказані при обчисленні результуючої похибки блоку підсилювача, змінюються, лише додаються додаткові параметри, специфічні до заданого жиму роботи.

Обчислимо коефіцієнт впливу A_{drv} блоку генератора від функції автогенерації

$$K_{drv} = \frac{K_{drv0}}{1 - \beta \cdot K_{drv0}}\ , \tag{3.32}$$

K_{drv} – коефіцієнт генерації.

Коефіцієнт впливу A_{drv}:

$$\begin{aligned} A_{drv} &= \frac{\partial K_{drv}}{\partial \beta}\Delta\beta + \frac{\partial K_{drv}}{\partial K_{drv0}}\Delta K_{drv0} = \\ &= \frac{-K_{drv0}^2}{\left(1 - \beta \cdot K_{drv0}\right)^2}\Delta\beta + \frac{1}{\left(1 - \beta \cdot K_{drv0}\right)^2}\Delta K_{drv0}\ . \end{aligned} \tag{3.33}$$

Вхідні параметри блоку генератора наведено в додатку З, табл. З. 2.

Значення результуючої похибки блоку генератора, обчисленої згідно (3.28) та), при довірчій ймовірності 0,95 дорівнює 0,2 %.

Вхідні параметри блоку активного фільтра наведено в додатку З, табл. З. 3.

Значення результуючої похибки блоку активного фільтру, обчисленої згідно) та (3.26) при довірчій ймовірності 0,95 дорівнює 0,5 %.

Розглянемо похибку дискретного перетворення інформації. Вимірювана чина визначається кількістю рівнів дискретизації й розрядністю її ставлення. Похибка при перетворенні інформації $\Delta y_{sam}(t)$ визначається різницею огових функцій до дискретизації $y(t)$ і після дедискретизації $y^*(t)$:

$$\Delta y_{sam}(t) = y(t) - y^*(t)\,, \tag{3.34}$$

t - час.

На інтервалі дискретизації ΔT похибка оцінюється за такими параметрами:

- найбільшим відхиленням;

- середнім квадратичним відхиленням σ_{sam}:

$$\sigma_{sam} = \sqrt{\frac{1}{\Delta T}\int_0^{\Delta T}(\Delta y_{sam}(t))^2\,dt}\ ; \tag{3.35}$$

- інтегральною похибкою ε_Σ:

$$\varepsilon_\Sigma = \int_0^{\Delta T}\Delta y_{sam}(t)dt\ . \tag{3.36}$$

Після дискретизації виміряного сигналу отриману інформацію представляють у вигляді деякої неперервної функції, аналогічно функції сигналу, що вимірюється. Для наближення функціонального представлення вихідного сигналу проводимо інтерполяцію та екстраполяцію набору отриманих дискретних точок за допомогою базисних функцій fn_{base} ряду Фур'є:

$$y^*(t) \equiv [y_1 \ldots y_m] \equiv \sum_{i=1}^{m/2} M_i \cdot \cos(2\pi \cdot y_i / m + \theta_i) = \sum_{i=1}^{m/2} fn_{base}\ , \tag{3.37}$$

$y_1 \ldots y_m$ – множина точок дискретного перетворення,

M_i – амплітуда гармонік,

θ - фаза гармонік.

Відносна похибка дискретизації вимірюваного сигналу дорівнюватиме [55]:

$$\delta_{inv} = \sqrt{\frac{3\sum_{i=0}^{m/2}\|fn_{base}\|^2}{\Delta T\left(2^k - 1\right)^2}}\ , \tag{3.38}$$

$\|fn_{base}\|$ - норма базисної функції,

k - розрядність квантування вхідного сигналу.

Сумарна відносна похибка дискретного перетворення інформації буде такою:

$$\delta_{\Sigma sam} = \sqrt{\sigma_{sam}^2 / \varepsilon_{\Sigma}} + \delta_{inv} . \qquad (3.39)$$

Сумарна похибка $\delta_{\Sigma sam}$ дискретного перетворення сигналу з частотою, що рівнює частоті основної ультразвукової хвилі 100 кГц, здійсненого аналого-фровим перетворювачем компанії Analog Devices марки AD9243 із частотою скретизації 3 МГц та розрядністю квантування 14, складає 0,15 %.

Розглянемо похибку ультразвукового первинного перетворювача. Похибка рвинного перетворювача зумовлюється різними причинами, основними з яких є кі [55]:

- неточність схемно-конструктивної реалізації перетворення електричного сигналу в механічний та навпаки $\Delta y_{скр}$;
- відхилення коефіцієнта перетворення від заданого значення за рахунок похибок параметрів використаних конструктивних елементів $\Delta y_{кп}$;
- похибка операційного перетворення інформаційного сигналу $\Delta y_{оп}$;
- дія зовнішніх факторів безпосередньо на інформаційний сигнал чи на параметри конструктивних елементів $\Delta y_{зф}$.

Похибка від неточності схемно-конструктивної реалізації визначається нічною документацією на функціональний перетворювач та схемою вторинного строю, яка враховує вихідні параметри перетворювача та забезпечує можливість строювання під відмінності окремих перетворювачів і зменшує значення похибки, наченої в документації. Для ультразвукового первинного перетворювача з мінальною частотою 100 кГц похибка $\Delta y_{скр}$ дорівнює 0,17 %.

Похибка $\Delta y_{кп}$ визначається як математичне очікування від суми первинних хибок параметрів використаних конструктивних елементів:

$$\Delta y_{кп} = M\left[\sum_{i=1}^{n} \Delta x_i\right], \qquad (3.40)$$

Δx – первинні похибки використаних конструктивних елементів,

n – кількість похибок конструктивних елементів,

M – математичне очікування.

Значення первинних похибок конструктивних елементів первинного ретворювача наведені в табл. 3.1. Похибки можна отримати з специфікацій на винний перетворювач.

Таблиця 3.1 –

Значення первинних похибок конструктивних елементів ультразвукового давача

Назва похибки конструктивного елемента	Значення похибки, %
Похибка геометричних розмірів чутливого елемента	0,001
Похибка коефіцієнта електромеханічного перетворення	0,002
Похибка геометричних розмірів демпфера	0,001
Похибка величини демпфування акустичної хвилі	0,004
Похибка кабеля первинного перетворювача	0,050
Похибка передачі сигналу	0,090
Відхилення несучої частоти від номінального значення	0,500

Значення $\Delta y_{кп}$ згідно даних у табл. 3.1 дорівнює 0,093 %.

Складова похибки $\Delta y_{оп}$ визначається операціями, які здійснюються над формаційним сигналом первинним перетворювачем, а саме підсиленням, тегруванням тощо. Для моделі B1F такими операціями є додавання частот, які кликані модами власних коливань чутливого елемента, та зсув діапазону частот д документованого значення. Так як для вибраного нами методу контролю бажано дження ультразвукової хвилі на вузькому частотному діапазоні, значення цієї хибки залежить від способу обробки сигналу, і ми будемо її враховувати при наченні похибки блоку обробки аналогового сигналу.

Складова похибки $\Delta y_{зф}$ визначається температурною залежністю швидкості тразвуку в металі. Дія таких чинників, як величина електромагнітного поля, брації, вологості і т. п. не має відчутного впливу на значення $\Delta y_{зф}$.

Залежність швидкості ультразвуку в металах можна обчислити з такої рівності

$$\Delta c \equiv \alpha T + \frac{\omega^2}{2\rho v^3}\left[\frac{4}{3}\eta + \xi + \kappa \cdot \Delta f_p\right], \qquad (3.41)$$

α - коефіцієнт теплового розширення,

T - температура,

ω - частота акустичної хвилі,

ρ - густина,

v - коефіцієнт зміни швидкості акустичної хвилі, спричинений процесами релаксації термодинамічної системи,

η - коефіцієнт зсувної в'язкості,

ξ - коефіцієнт об'ємної в'язкості,

κ - коефіцієнт теплопровідності,

Δf_p - зміна частоти релаксації термодинамічної системи.

Похибка $\Delta y_{зф}$ із врахуванням (3.41) дорівнює 0,70 %.

Сумарна похибка первинного перетворювача дорівнює 0,96 %.

Похибка від товщини контактного шару, обчислена в праці [46] і дорівнює 1,4 %.

Похибка блоку обробки аналогового сигналу визначалась відношенням малого приросту частоти визначеного вхідного сигналу до вихідного сигналу. Вимірювання проводилось по десять разів для кожного з трьох різних значень приросту. Визначена похибка дорівнює 1,09 %.

Розглянемо похибку від зміни температури. Температурна похибка відноситься до додаткових похибок, і є одним із основних чинників, що визначає похибку засобу вимірювання [56]. Зміна температури впливає практично на характеристику всіх конструктивних вузлів. Найбільший вплив зміна температури вносить на швидкість ультразвукових коливань та роботу первинного перетворювача. Похибка зміни швидкості ультразвуку в об'єкті контролю від зміни температури визначена в (3.41),

лежність характеристики первинного перетворювача від температури та методи її мпенсації розглянуті в п. 3.5. Відмінністю реальної та розрахованої температурної жності для первинного перетворювача можна знехтувати, оскільки її значення є начним. Таким чином, температурна похибка визначається роботою вторинного строю.

Із блоків вторинного пристрою, наведених на рис. 3.13, температурна жність не врахована тільки для блоків обробки аналогового сигналу та скретного перетворення інформації. Температурна похибка для цих блоків началась шляхом вимірювання зміни вхідного сигналу частотою 100 кГц на ході блоків із кроком зміни температури 10 °С в діапазоні 0...50 °С.

Визначена відносна похибка температури для блоку обробки аналогового гналу складає 1,2 %, а для блоку дискретизації 0,4 %. Сумарна температурна ибка дорівнює 1,6 %.

Визначення сумарної інструментальної $\delta_{ін}$ похибки проведемо за правилами рахунку похибок згідно структурної схеми, зображеної на рис. 3.13. З цією метою ршу розрахуємо сумарні похибки послідовно з'єднаних блоків. Перша група лідовно з'єднаних блоків є така: підсилювач, генератор, активний фільтр, винний перетворювач та похибка від товщини контактного шару. Сумарна ибка δ_1 першої групи блоків дорівнює 2,30 %.

До другої групи послідовно з'єднаних блоків входять: блок обробки логового сигналу, температурна похибка, блок дискретного перетворення ормації. Сумарна похибка другої групи блоків δ_2 дорівнює 2,84 %.

Сумарна інструментальна похибка обчислюється згідно схеми паралельного днання двох груп:

$$\delta_{ін} = \frac{\delta_1 \cdot \delta_2}{\delta_1 + \delta_2} = 1.27\% \,. \qquad (3.42)$$

3.7.2 Аналіз методичних похибок розробленої методики

Методичну похибку визначення напружено-деформованого стану трубопроводів за розробленою методикою обчислимо за схемою накопичення (рис. 3.14).

Згідно розробленої методики обчислення напружено-деформованого стану ми приймаємо відомою величину густини матеріалу трубопроводу. Проте її значення може відрізнятись в залежності від марки сталі та заводу виробника, навіть, для однієї марки, на величину, що не перевищує 0,4 % від номінального значення.

Величина густини матеріалу досліджуваного об'єкту контролю входить у рівняння (2.8) та (2.98). Похибка густини δ_ρ розробленої методики дорівнює 1,2 %.

При визначенні напруження із (2.98) встановлена квадратична залежність швидкості поширення ультразвуку від його величини. В дійсній залежності потрібно врахувати коефіцієнти Ляме, які не враховані в (2.98). Максимальна похибка відхилення дійсної від теоретичної залежностей визначається [55]:

$$\Delta_l = k_1\left(\frac{ak_1}{bk_2}\right)^{a/(b-a)} - k_2\left(\frac{ak_1}{bk_2}\right)^{b/(b-a)}, \qquad (3.43)$$

де $y_1 = k_1 x^a$ - рівняння, що описує теоретичну залежність,

$y_2 = k_2 x^b$ - рівняння, що описує дійсну залежність.

Для залежності швидкості ультразвуку від значення напружень середовища поширення хвилі матимемо: $k_1 = k_2 = \rho$, $a = 2$.

Коефіцієнт b визначити аналітично важко, тому його знаходимо шляхом проведення вимірювань та подальшою статистичною обробкою отриманих результатів $b = 2{,}18$.

Похибка зумовлена коефіцієнтами Ляме дорівнює $\delta_l = 0{,}9$ %.

Похибка вимірювання температури газу складає 1,0 °С. При визначенні температури потрібно вважати, що температура газу не є сталою по довжині ділянки труби, по якій поширюється ультразвукова пластинчата хвиля, варіація її складає 2 °С на 1 м. Методична похибка від варіації температури дорівнюватиме 1,1 %.

Похибка від форми фронту ультразвукової хвилі полягає у різниці часу страції прийнятої хвилі у випадку плоского фронту (теоретично розрахований с) та для фронту, який має іншу форму (дійсний час).

Різниця часу залежить від номеру моди коливань хвилі та пройденого шляху і бирається найбільше значення. Кількісно різницю часу можна визначити тодична похибка форми фронту для труби діаметру 720 мм та величини йденого шляху акустичної хвилі 3 м складає 0,26 %.

Похибка відстані між первинними перетворювачами є складовою похибки начення часу проходження ультразвукової хвилі. Похибка визначення відстані ж первинними перетворювачами дорівнює ±0,1 мм. Методична похибка відстані ж первинними перетворювачами складає 0,5 %.

Сумарна методична похибка $\delta_{мет}$ дорівнює сумі всіх складових і рівна 3,96 %.

Сумарна похибка дорівнює:

$$\delta_{\Sigma} = \delta_{ін} + \delta_{мет} = 1{,}27 + 3{,}96 = 5{,}23\ \%\,. \qquad (3.44)$$

Висновки до розділу

1. В роботі проаналізовано фізико-акустичні параметри *SC* зрізу кварцу і казано його основні переваги над іншими типами зрізів кварцу та зоелектричної кераміки при їх використанні для контролю НДС трубопроводів.

2. Представлено схему проведення вимірювань *SC* зрізу кварцу від температури виведені аналітичні залежності визначення частоти при нестаціонарному цесі, проведено вимірювання частоти трьох видів *SC* зрізу кварцу в залежності зміни температури, де з отриманих даних, які подані в аналітичному та фічному виді, видно, що зміна частоти даного зрізу змінюється в діапазоні - ,+80 Гц, тоді як *AT* зрізу в даній області температур змінюється на порядок вище.

3. Розроблений пристрій визначення величини напружено-деформованого у трубопроводу шляхом обробки групової швидкості поширення пластинчатих

ль, в якому обробка сигналу проходить таким чином, що зміна амплітуди та рма наростання фронтів не впливає на результат вимірювань, що в свою чергу еншує похибку від нелінійності сигналу і який дає можливість визначати НДС бопроводу в перерізах, які недоступні при використанні існуючих методів.

4. Розроблено схему термічної чутливості та метод температурного льтрування, термокомпенсації та терморегулювання ультразвукового первинного ретворювача, дано критерій його застосування, що дало можливість зменшити ибку від зовнішніх впливів, проаналізовано процес старіння ультразвукового винного перетворювача, що подано у вигляді графічної залежності та вказані ники, які довгостроково на нього впливають, що запобігає короткочасовій зміні го параметрів.

5. Розроблена методика визначення сумарної похибки. Виконано аналіз тодичної та інструментальної похибок розробленого пристрою, який реалізує пропоновану методику контролю і встановлено, що методична похибка становить %. інструментальна 1,27 %, а сумарна похибка становить 5,23 %.

РОЗДІЛ 4
ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ АКУСТИЧНОГО МЕТОДУ КОНТРОЛЮ НАПРУЖЕНО-ДЕФОРМОВАНОГО СТАНУ ТЕХНОЛОГІЧНИХ ТРУБОПРОВОДІВ

4.1 Визначення напрямку поширення ультразвукових хвиль

В трубах поширення пластинчатих хвиль має дещо складніший характер, ніж у пластинах. Відмінність полягає в тому, що ультразвукові хвилі поширюються по спіралі, додаток К, рис. К. 1.

Поширення ультразвукових пластинчатих хвиль по спіралі труби дає можливість контролювати всю її поверхню. З іншого боку, для того, щоб скористатись цією властивістю пластинчатих ультразвукових хвиль, ми повинні теоретично визначити їх швидкість поширення в поперечному перерізі труби.

Найбільш точно теорія визначення швидкості поширення пластинчатих ультразвукових хвиль представлена в [76]. Основні позначення представлені у полярних координатах, додаток К, рис. К. 2.

Загальні рівняння поширення гармонічних хвиль мають таку форму по перерізу труби [76]:

$$\phi = \Phi(r)e^{i(kb\theta-\omega\cdot t)}\ ,\quad \psi = \Psi(r)e^{i(kb\theta-\omega\cdot t)}\ , \tag{4.1}$$

де ϕ, ψ - симетрична та асиметрична моди відповідно;

$\Phi(r)$, $\Psi(r)$ – амплітуди симетричної та асиметричної мод відповідно;

k – хвильове число;

ω - кутова частота ультразвукової хвилі;

t – час;

b – зовнішній радіус труби.

На основі (4.1) кутова фазова швидкість υ_ω в напрямку, показаному в додатку К, рис. К. 2, буде такою:

$$\upsilon_\omega = \frac{\omega}{kb}\ , \tag{4.2}$$

k - кутове хвильове число.

Із (4.2) визначимо лінійну фазову швидкість ультразвукової хвилі у поперечному перерізі труби для внутрішнього радіусу r:

$$c_ф = r \cdot \upsilon_\omega = (\omega/k)\cdot(r/b)\,. \tag{4.3}$$

Залежність (4.3) дає можливість визначити фазову швидкість та напрямок поширення, який описується кутовим хвильовим числом k у трубі. Отримана інформація є важливим параметром проведення контролю, оскільки дає можливість визначити місцеположення моди на трубі та пройдений шлях.

Інформація про місцеположення моди на трубі дозволяє просто розрізняти симетричну та асиметричну моди при проведенні вимірювань ультразвукового сигналу.

4.2 Підготовка до проведення вимірювання швидкості пластинчатих ультразвукових хвиль

4.2.1 Апроксимація результатів розрахунку моделі поширення ультразвукових пластинчатих хвиль

При використанні математичної моделі поширення пластинчатих ультразвукових хвиль ми розробили алгоритм визначення залежностей групової та фазової швидкостей хвилі в дискретних точках від основних параметрів: товщини середовища, кута нахилу первинного перетворювача тощо. Оскільки розрахунок включає ітераційне визначення кореня рівняння комплексної змінної, застосовувати запропонований алгоритм у мікропроцесорних пристроях неможливо. Для спрощення розрахунку математичної моделі наведемо апроксимаційні рівняння цих залежностей, як групова швидкість пластинчатої хвилі від частоти, фазова

лкість від частоти та товщина матеріалу від фазової швидкості пластинчатої

Розглянемо залежність групової швидкості ультразвукової пластинчатої хвилі частоти. Розглянута залежність (рис. 2.8) має складну форму і апроксимувати її всьому відрізку частотного діапазону з високою точністю важко. Для зменшення личини відрізка на частотній осі вибираємо первинний перетворювач, який ористовуватиметься для генерування ультразвукових хвиль у тіло стінки труби з ними частотними характеристиками. Основні частотні параметри первинного етворювача наведені в додатку К, табл. К. 1. Форма ультразвукового поля дставлена в додатку К, рис. К. 3. Діаграма ультразвукового поля представлена в датку К, рис. К. 4. Інформація, наведена у додатку К, табл. К. 1 та рис. К. 4, значає відрізок у частотній області в діапазоні 90 ... 110 кГц та точку симетрії, яка рівнює 100 кГц.

На основі розробленої моделі розрахуємо дискретні значення групової видкості чотирьох мод в околі точки 100 кГц, додаток К, табл. К. 2. В додатку К, бл. К. 3 наведено апроксимаційні рівняння даних із табл. К. 2 із зазначенням чності апроксимації.

Коефіцієнти pp_n [c_1; c_2; c_3; c_4] є коефіцієнтами кубічного поліному (4.4), що дсують функцію на відрізку n.

$$c_1 x^3 + c_2 x^2 + c_3 x + c_4 \ . \tag{4.4}$$

Сплайн $s(x_i)$ будується на відрізку з параметром гладкості функції p та ваговими ефіцієнтами w_i шляхом знаходження мінімуму такого функціоналу:

$$p\sum_i w_i\left(y_i - s\left(x_i\right)^2\right) + \left(1+p\right)\int\left(\frac{d^2 s}{dx^2}\right)dx \to \min \ , \tag{4.5}$$

i - кількість відрізків, що апроксимуються сплайнами;

$s(x_i)$ – кубічний поліном, який шукали, що повинен задовольняти вимоги імуму функціонала (4.5);

x_i, y_i – крайні точки відрізка, що апроксимується.

Отриманий у результаті апроксимації сплайн є набором кубічних поліномів для жного відрізка, який шукали.

Параметр SSE є сумою різниці квадратів значення апроксимаційної кривої та даних первинних даних [18]. Ця статистична величина вказує на відхилення триманої кривої від апроксимованих значень: чим ближче її значення до нуля, тим краща апроксимація. Параметр R-square є статистичною величиною багатократних мірювань і визначає, наскільки успішно апроксимувались дані в плані варіації даних. Чим ближче значення вказаної величини до одиниці, тим краще проксимувались дані.

Як видно з додатку К, табл. К. 3, апроксимація за допомогою кубічних сплайнів є найкращою, проте більш ресурсоємкою для обчислень за допомогою мікропроцесора. На практиці можна використовувати як апроксимацію кубічним поліномом, так і кубічними сплайнами. Вибір того чи іншого алгоритму залежить від швидкодії мікропроцесора.

Обчислимо значення фазової швидкості для діапазону частот 90 ... 110 кГц, додаток К, табл. К. 4. Апроксимаційні рівняння фазової швидкості пластинчатих хвиль представлено в додатку К, табл. К. 5.

Залежність фазової швидкості поширення ультразвукових пластинчатих хвиль у матеріалі з номінальною товщиною 15 мм при зміні значення товщини по довжині у напрямку поширення хвиль наведено в додатку К, табл. К. 6. Частота пластинчатих хвиль 100 кГц.

Апроксимаційні рівняння зміни фазової швидкості пластинчатих хвиль від зміни товщини матеріалу представлено в додатку К, табл. К. 7.

4.2.2 Обчислення кутової фазової швидкості пластинчатих хвиль для труби діаметром 720 мм

Кутова фазова швидкість пластинчатих хвиль залежить, згідно (4.3), від внутрішнього та зовнішнього радіусів труби, частоти хвилі та значення хвильового числа. Частота ультразвукової хвилі, що генерується в тіло труби, дорівнює 100 кГц,

значення хвильового числа κ для чотирьох мод пластинчатих хвиль ми рахували за допомогою розробленої моделі: $\kappa_{a0} = 2025{,}435$; $\kappa_{s0} = 2448{,}932$; $\kappa_{a1} =$ 53,055; $\kappa_{s1} = 643{,}235$. Значення кутової фазової швидкості c_κ для чотирьох мод стинчатих хвиль дорівнюватиме відповідно:

$$c_{ka0} = 2972{,}798\frac{м}{с}\ ,\quad c_{ks0} = 2458{,}135\frac{м}{с}\ ,$$
$$c_{ka1} = 3877{,}009\frac{м}{с}\ ,\quad c_{ka0} = 9360{,}895\frac{м}{с}\ . \tag{4.6}$$

Важливим для визначення розташування моди на поверхні труби є кут хилення поширення моди від осі α_κ. Даний кут можна обчислити за допомогою торної геометрії. Наприклад, для нульової асиметричної моди зобразимо два тори: перший, напрямлений вздовж твірної труби, модуль якого дорівнює видкості поширення моди в пластині товщиною 15 мм, а другий вектор, прямлений перпендикулярно, модуль якого дорівнює кутовій швидкості (додаток рис. К. 5).

Значення кута відхилення пластинчатої хвилі від осі обчислимо для кожної оди окремо:

$$\alpha_{ka0} = acr\sin\frac{c_{гра0}}{\sqrt{c_{гра0}^2 + c_{ка0}^2}}\ . \tag{4.7}$$

Аналогічно до (4.5) розрахуємо кути відхилення вектору швидкості поширення рьох мод пластинчатих хвиль від осі труби:

$$a_{ka0} = 71{,}69°,\ a_{ks0} = 75{,}78°,\ a_{ka1} = 58{,}14°,\ a_{ks1} = 41{,}71°. \tag{4.8}$$

На рис. 4.5 показано діагональний вектор, який є результуючою швидкістю стинчатої моди в трубі. Дане значення не має практичної цінності і ристовується тільки для обчислення кута відхилення α_κ.

Отримані результати кутів відхилення пластинчатих хвиль дозволяють тивно віднаходити моди на поверхні трубопроводу. Значення розрахованих

тів показують, що траєкторія руху мод створює досить щільну спіраль навколо труби.

4.3 Вибір зразків для контролю напружено-деформованого стану металу

Для визначення механічних властивостей сталі марки Х 40 застосуємо стандартний метод випробування зразка на розтяг. Умови виконання таких досліджень регламентуються стандартом [15], проте процедура вимірювання напружень може містити певні відхилення від методики, запропонованої у стандарті, через використання особливих пристроїв (тип розривної машини, прилади для вимірювання напруження, наприклад, ультразвуковий тощо).

Згідно рекомендацій стандарту, ми вибрали плоский зразок товщиною 15 мм, рис. 4.1. Граничні відхилення лінійних розмірів між контрольними зразками не повинні перевищувати 0,50 мм, а різниця найбільшої та найменшої довжини робочої частини зразка не повинна перевищувати 0,20 мм.

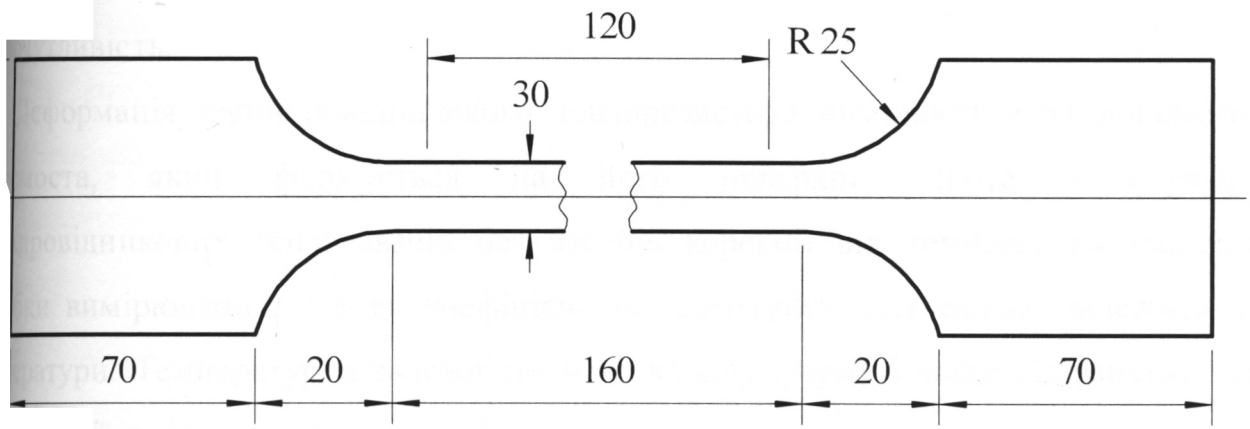


Рис. 4.1. Зразок для випробування на розтяг.

Зразок вибирають із умови одноосного напруженого стану робочої частини так, щоб там діяли лише нормальні напруження.

Зразок вирізається з частини труби товщиною 15 мм, яка не знаходилась під напруженням. Після виготовлення зразка його піддають відпуску для зняття залишкових напружень. Вирізку для зразків проводять на металорізальних станках,

редбачаючи припуски на зону металу із зміненими властивостями при нагріванні. ріла прогину на 200 мм при вирізанні зразка не повинна перевищувати 1,5 мм. мірювання розмірів зразка проводять не менше, аніж у трьох місцях - у середній стині і на границях робочої зони. Нерівності на зразку повинні бути видалені ханічним способом, а кути відшліфовані за допомогою шліфувального кругу.

Термічна обробка зразка має такі параметри:

- температура нагрівання 900 °С;
- гартування в повітрі;
- відпуск 660 °С.

4.4 Визначення характеристик чутливого елемента для проведення тензометричних вимірювань

Для визначення величини деформацій найбільшого поширення набули напівпровідникові тензодавачі. Основними перевагами напівпровідникових давачів перед дротяними чи фольговими є їх малі габарити та на два порядки вища тензочутливість.

Деформація напівпровідникового тензорезистора вимірюється за допомогою тензомоста, який формується на його поверхні. Проте застосування напівпровідникових тензодавачів без засобів корекції від температури викликає похибки вимірювання, так як коефіцієнт їх тензочутливості сильно залежить від температури. Температурна залежність має складну форму і може відрізнятись від однієї партії тензодавачів до іншої, оскільки зміна температури впливає на зміну опору, який в свою чергу залежить від якості матеріалу та параметрів техпроцесу їх виготовлення. Через велике значення тензочутливості напівпровідникових тензодавачів до температури, їх виготовляють для визначеного типу задач.

Коефіцієнт тензочутливості K дорівнює:

$$\frac{\Delta R}{R} = K\frac{\Delta l}{l} = K\varepsilon \ , \tag{4.9}$$

ΔR, R – відповідно змінений та початковий опори тензорезистора;

Δl, l – відповідно приріст деформації та початкова деформації тензорезистора;

ε - деформація.

Для вимірювання деформацій сталі розроблені спеціальні напівпровідникові льгові тензодавачі марки КФ5П1 із термокомпенсацію для сталі. Загальний вигляд ого тензодавача представлено в додатку Л, рис. Л. 1. Тензодавачі марки КФ5П1 готовляються за різними габаритними розмірами від 1.5х5 мм до 4.7х29.5 мм. раметри тензодавачів КФ5П1 представлено в додатку Л, табл. Л. 1.

Для визначення форми кривої залежності тензочутливості від температури нами ло проведено дослідження температурної залежності, додаток Л, рис. Л. 2. мірювання проводились у діапазонах температур -10 ... +40 °С.

Статистичні параметри проведення вимірювання є такими:

– математичне очікування 1,01575;

– середнє квадратичне очікування 0,00098.

Отримана крива (додаток Л, рис. Л. 2) вказує на квадратичну залежність зочутливості від температури. Форма кривої близька до прямої, така рактеристика є результатом термокомпенсації тензодавача до сталі.

Для компенсації температурних впливів було використано два підходи: лючення тензодавачів у різні плечі моста та зміну напруги живлення.

Використання тензодавачів у мостовій схемі (додаток Л, рис. Л. 3) дозволяє двищити чутливість у два рази по відношенню до некомпенсованої схеми, мпенсувати вплив температури на результати вимірювань. У даній схемі плече R_2 редставляє собою опір недеформованого тензодавача, який наклеєний на зразок сліджуваного матеріалу та перебуває в одному температурному полі з сліджуваним зразком.

Підхід, у якому додаткова термокомпенсація здійснювалась за допомогою пруги живлення, дозволив компенсувати вплив температури та спростити оцедуру проведення вимірювань. Залежність величини напруги живлення від мператури представлено в додатку Л, рис. Л. 4. Отримана залежність досягається ектричною схемою термокомпенсації (додаток Л, рис. Л. 5). Вказана схема

конана на окремому модулі і вставляється в прилад ИДЦ-1 при проведенні мірювань.

Обидва підходи компенсування температури показали гарні результати, тому бір їхнього використання при проведенні вимірювань повинен бути зроблений ходячи з легкості практичної реалізації одного зі способів термокомпенсації.

4.5 Порядок проведення вимірювання величини напружено-деформованого ану матеріалу зразків у лабораторних умовах

Дослідження зразків, виготовлених із сталі марки Х 40, проводилось за опомогою розривної машини Р-50 та згідно рекомендацій державного стандарту 5], додаток М, рис. М. 1.

Перед початком досліджень поверхню зразка було відшліфовано для вномірного прилягання протектора ультразвукового давача.

Підготовку та вимірювання проведено в такій послідовності:

- при проведенні тензометричних вимірювань тензорезистори наклеюємо на поверхню досліджуваного зразка клеєм БФ-2 у повздовжньому та поперечному напрямках, додаток М, рис. М. 2;
- встановлюємо досліджуваний зразок у розривну машину;
- встановлюємо кріплення для ультразвукового давача;
- встановлюємо пару давачів на визначеній відстані один від одного (80 мм);
- встановлюємо кут вводу ультразвукової хвилі для генерування нульової асиметричної моди, вимірюємо отримані значення швидкості поширення ультразвуку;

встановлюємо кут вводу ультразвукової хвилі для генерування нульової симетричної моди, вимірюємо отримані значення швидкості поширення ультразвуку;

- встановлюємо кут вводу ультразвукової хвилі для генерування першої асиметричної моди, вимірюємо отримані значення швидкості поширення ультразвуку;
- встановлюємо кут вводу ультразвукової хвилі для генерування першої симетричної моди, вимірюємо отримані значення швидкості поширення ультразвуку;
- проводимо тензометричні вимірювання приладом ИДЦ-1 для визначення первинних показів деформацій;
- навантажуємо зразок із дискретністю 5 кН;
- проводимо послідовно вимірювання швидкості поширення чотирьох мод пластинчатих ультразвукових хвиль та паралельно визначаємо покази деформацій приладом ИДЦ-1.

Для проведення лабораторних вимірювань швидкості поширення ультразвукових пластинчатих хвиль було виготовлено чотири додаткові пристрої для кріплення з відповідними для кожної моди значеннями кута нахилу ультразвукового первинного перетворювача.

4.6 Порівняльний аналіз результатів досліджень напружено – деформованого стану трубної сталі

Для порівняльного аналізу результатів досліджень використаємо теоретичний і тензометричний методи визначення величини напружень у зразку.

Теоретичним методом напруження визначаються [15]:

$$\sigma_m = \frac{F}{S}, \tag{4.9}$$

де F – прикладене зусилля до зразка,

S – площа поперечного перерізу зразка, яка дорівнює 450 мм^2.

Напруження за допомогою тензометричних вимірювань визначаються:

$$\sigma_{mз} = \frac{E}{\mu}\varepsilon\,, \tag{4.10}$$

де E – модуль Юнга,

μ - модуль Пуассона,

ε - рівень деформації.

Для розрахунку напружень ультразвуковим методом використаємо залежності (2.99) та табличні дані, додаток К. Залежність значення напруження в зразку від величини групової швидкості поширення мод пластинчатих хвиль будемо визначати для кожної із мод окремо, змінюючи кут нахилу первинного перетворювача, відповідно до умов генерування мод:

– для моди a_0 кут перетворювача становить 30 °,

– для моди a_1 кут перетворювача становить 21 °,

– для моди s_0 кут перетворювача становить 29 °,

– для моди s_1 кут перетворювача становить 15 °.

Значення напруження обчислюються за формулою (4.9) з розрахунку кроку навантаження 5кН поділивши його на площу поперечного перерізу зразка 450 мм^2.

Для визначення напружено-деформованого стану сталі марки Х 40 нам потрібно вибрати такі механічні параметри, як модуль пружності, густина тощо, додаток Н.

Рівняння залежності групової швидкості чотирьох мод пластинчатих ультразвукових хвиль із частотою 100 кГц від значення НДС сталі визначили на основі рівняння (2.98). Значення коефіцієнта встановили експериментально, за отриманими кривими (рис. 4.2 – 4.5). Рівняння залежності швидкості поширення ультразвукових хвиль від прикладеного напруження є такими:

$$\begin{aligned}
\sigma_{a0} &= 1.35 \cdot 10^{-8} \cdot 7845 \cdot \left(9278116 - c_{a0}^2\right), \\
\sigma_{s0} &= 1.30 \cdot 10^{-8} \cdot 7845 \cdot \left(7601049 - c_{s0}^2\right), \\
\sigma_{a1} &= 1.21 \cdot 10^{-8} \cdot 7845 \cdot \left(9162729 - c_{a1}^2\right), \\
\sigma_{s1} &= 6.50 \cdot 10^{-9} \cdot 7845 \cdot \left(21418384 - c_{s1}^2\right),
\end{aligned} \tag{4.11}$$

c_{a0}, c_{s0}, c_{a1}, c_{s1} – відповідно виміряні швидкості поширення мод ультразвукових пластинчатих хвиль нульової асиметричної, нульової симетричної, першої симетричної, першої симетричної.

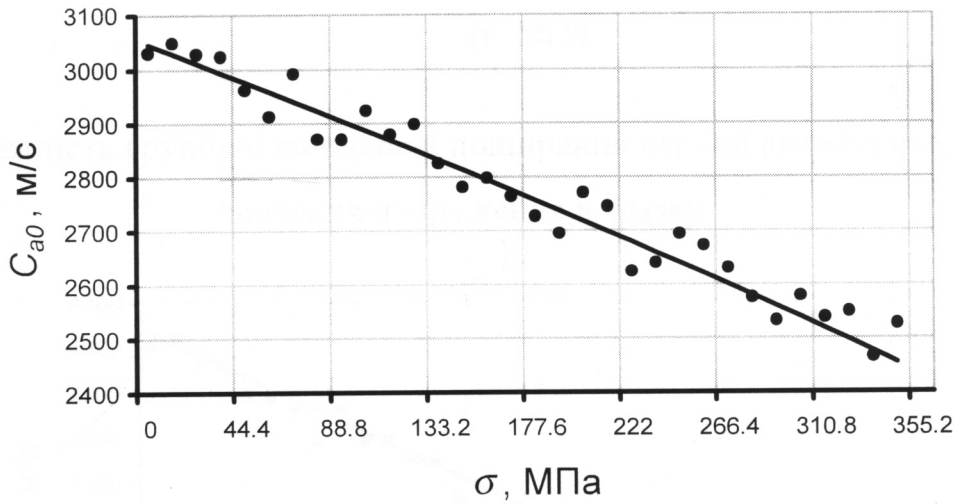


Рис. 4.2 Залежність групової швидкості поширення нульової асиметричної моди від значення напруження в зразку.

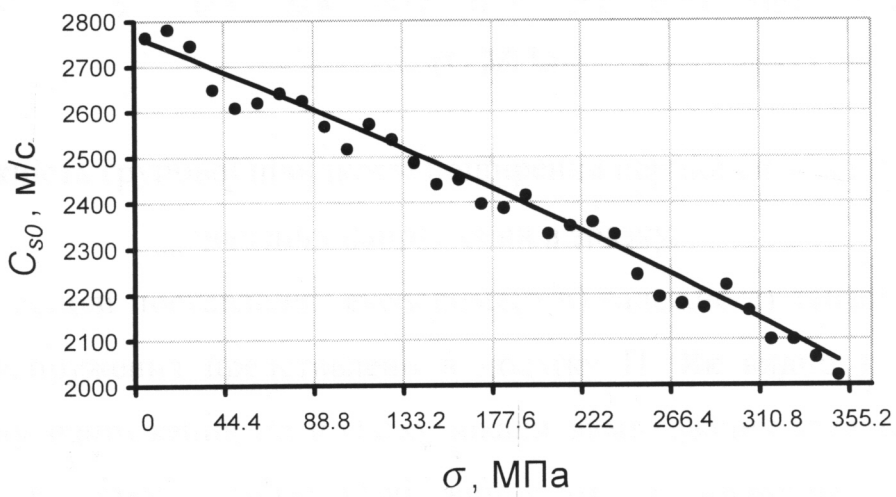


Рис. 4.3 Залежність групової швидкості поширення нульової симетричної моди від значення напруження в зразку.

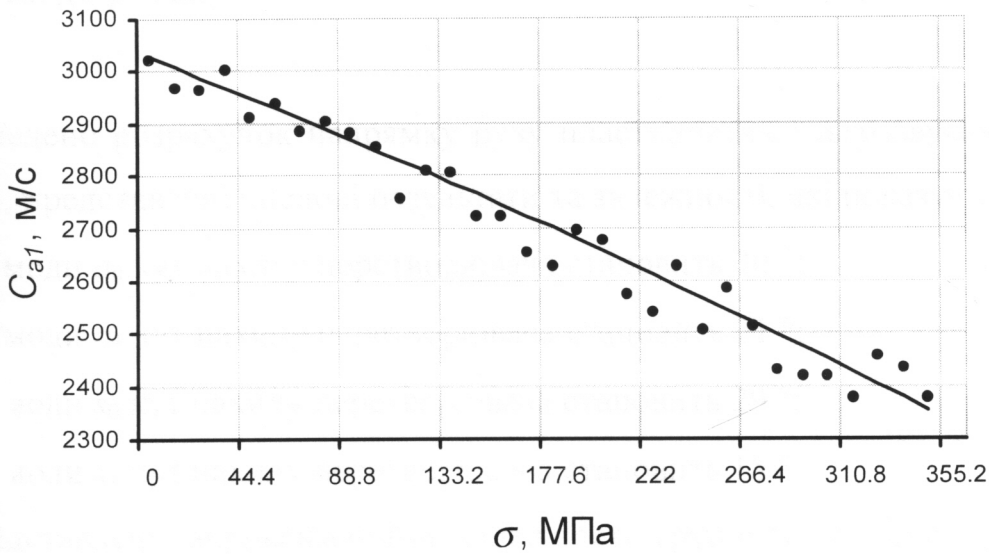


Рис. 4.4 Залежність групової швидкості поширення першої асиметричної моди від значення напруження в зразку.

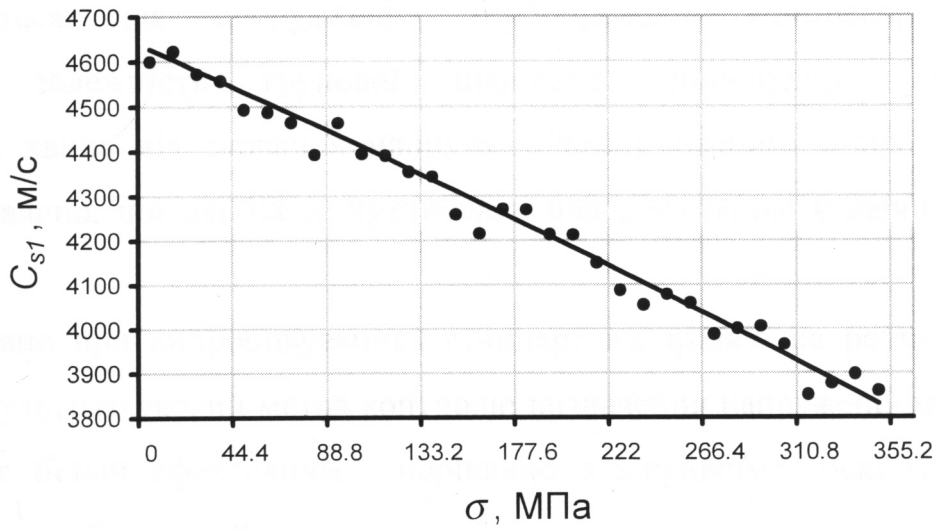


Рис. 4.5 Залежність групової швидкості поширення першої симетричної моди від значення напруження в зразку.

Графік (на основі поставлених експериментів) залежності тензодеформації від прикладеного напруження представлено в додатку П. Як видно з представленої кривої, величину напруження на початку шкали вимірювання встановити складно через те, що в самому тензодавачі виникають напруження під час його приклеювання на поверхню досліджуваного зразка.

Висновки до розділу

1. Проведено розрахунок напрямку руху пластинчатих ультразвукових хвиль у стінці труби, представлені числові результати та залежності, які показують:

- для моди a_0 кут нахилу перетворювача становить 30 °;
- для моди a_1 кут нахилу перетворювача становить 21 °;
- для моди s_0 кут нахилу перетворювача становить 29 °;
- для моди s_1 кут нахилу перетворювача становить 15 °.

2. Представлено апроксимаційні залежності групової та фазової швидкості поширення для чотирьох мод пластинчатих хвиль на зразках трубної сталі й обчислено похибку апроксимації, яка становить не більше 0.0395.

3. Проведені лабораторні дослідження НДС на зразках сталі марки Х 40, яка використовується для спорудження трубопроводів компресорних станцій, підтвердили залежність групової швидкості поширення ультразвукових пластинчатих хвиль від значення напружено-деформованого стану для чотирьох мод. Встановлено, що найбільш чутливою і інформативною є перша симетрична мода.

4. Доказано при випробовуваннях стандартних зразків на розтяг і стиск, що розроблений ультразвуковий метод контролю визначення напружено-деформованого стану сталі є більш ефективним, порівняно з існуючими, оскільки результати випробувань є найбільш близькими до теоретичних розрахунків і мають рівномірну чутливість на всій шкалі випробування.

РОЗДІЛ 5
ПРОВЕДЕННЯ НАТУРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ ЕКСПЛУАТАЦІЙНИХ ПАРАМЕТРІВ ДІЮЧИХ ГАЗОПРОВОДІВ

5.1 Підготовка трубопроводу для контролю

Забезпечення надійного функціонування газопроводів вимагає розвинутої стеми технічного обслуговування, контролю та ремонту. Особливе місце для значення зміни експлуатаційних параметрів газопроводів, попередження перед-варійного стану небезпечних ділянок газопроводу займає ультразвуковий контроль. роте ультразвуковий метод контролю з рядом безперечних переваг (висока одуктивність, точність, безпечність проведення контролю, рівень автоматизації) у й же час накладає деякі вимоги до об'єкта дослідження. Весь процес дослідження лянок газопроводу можна розбити на такі основні етапи:

Вивчення документації та збір інформації про досліджувану ділянку в процесі сплуатації. Цей етап зводиться до заповнення описового листка на основі роектної, виконавчої та експлуатаційної документації. Основними розділами в исовому листі є такі:

а) загальні відомості про газопровід (вказуються довжина, діаметр газопроводу, айменування ділянки, організація, що безпосередньо відповідає за експлуатацію, к вводу в експлуатацію тощо);

б) характеристика продукту, що перекачується (склад газу, наявність домішок оди, тиск, температура тощо);

в) відомості про експлуатацію газопроводу (швидкість і періодичність рекачування, використання очисних пристроїв, тип залишків від очистки робочої човини, дані по пошкодженнях тощо);

г) опис механічних елементів газопроводу (лінійних засувок, трійників, відводів, колекторів, зворотних клапанів тощо).

Постановка задачі та об'єм досліджень необхідних елементів газопроводу. На зові отриманої інформації, що міститься в описовому листі, визначається обхідність проведення певних видів контролю вибраних ділянок газопроводу. йбільш важливим є визначення перерізів газопроводу для контролю по його жині, місць концентрації напружень, перевірка наявності запірної арматури, начення геометрії зварних з'єднань, особливо на колінах, пластинчатими льтразвуковими хвилями. При проведенні контролю за допомогою розробленого тоду з використанням пластинчатих хвиль необхідною умовою є установка ркерних систем. Для цього визначаються пункти контролю, при виборі яких уються наступними факторами: рівномірністю розставляння маркерів, наявністю уднодоступних місць чи защемлення ділянки газопроводу.

Підготовка досліджуваних ділянок газопроводу для контролю. На цьому етапі обувається шліфування поверхонь, на яких монтуватимуться генеруючий та ймальні давачі. Ділянка очищення повинна бути такою, щоб забезпечити рух ймальних давачів по трубі навколо твірної.

Установка генеруючого давача. На цьому етапі на місці маркера встановлюється неруючий давач та настроюється на генерування певної моди ультразвукової стинчатої хвилі шляхом задання його кута нахилу до нормалі поверхні труби.

Встановлення приймальних давачів. Приймальні давачі встановлюються під час перервної генерації пластинчатих ультразвукових хвиль генеруючим давачем у ці максимуму прийнятого сигналу.

Технологія проведення неруйнівного контролю вимагає послідовності користання етапів підготовлених заходів і виконання робіт, що забезпечує пішне проведення неруйнівного контролю та отримання достовірної інформації.

5.2 Технологія контролю

Оскільки технологія проведення неруйнівного контролю ультразвуком значно лежить від вибраного методу та пристрою, то для розробленого нами методу та

истрою контролю пластинчатими ультразвуковими хвилями потрібно розробити ву технологію.

Технологія проведення неруйнівного контролю газопроводів пластинчатими тразвуковими хвилями складається з таких етапів:

- підготовки газопроводу до проведення контролю;
- вибору генеруючого та приймальних ультразвукових первинних перетворювачів і використання розробленого пристрою;
- вибору моди пластинчатої хвилі (симетричної, асиметричної та порядкового номеру) шляхом повороту генеруючого та приймаючих первинних перетворювачів на відповідний кут нахилу до нормалі поверхні труби;
- за допомогою кнопок на лицевій панелі розробленого пристрою "Sigma-W" (додаток Р, рис. 1) вибираємо кількість давачів (один або два) для прийому ультразвукової хвилі. Для проведення контролю газопроводів у натурних умовах вибираємо два приймаючих давачі, додаток Р, рис. 2;
- вмикаємо пристрій. Натискаємо кнопку "накал" і потім через хвилину натискаємо кнопку "робота". В режимі "робота" пристрій готовий до проведення контролю;
- ручкою "чутливість" регулюємо напругу генератора збуджуючого імпульсу таким чином, щоб форма імпульсу була подібна до синусоїди. Форму збуджуючого імпульсу можна спостерігати на екрані;
- знаходимо максимум прийнятої ультразвукової хвилі приймальними первинними давачами шляхом пересування їх вздовж тіла труби та по її периметру;
- вибираємо порядковий номер прийнятого пакету коливань приймаючим ультразвуковим перетворювачем за допомогою кнопок вибору номера пакета на лицевій панелі пристрою. Вибір номера прийнятого пакета залежить від якості форми прийнятого сигналу ультразвукової хвилі;
- проводимо вимірювання часу проходження ультразвукової пластинчатої хвилі, який реєструється на панелі "час";

- визначаємо групову швидкість ультразвукової хвилі, ділячи відому відстань між двома приймальними первинними перетворювачами на виміряний час;
- визначаємо фазову швидкість моди пластинчатої хвилі, вимірюючи час між другим мінімумом на першому та другому приймаючих первинних перетворювачах за допомогою екрана, на якому чергуються форма виміряного хвильового пакету та їх спектри.
- отримавши величину групової швидкості, визначаємо за допомогою розробленої математичної моделі значення максимальних напружень на досліджуваній ділянці газопроводу;
- за отриманим значенням фазової швидкості виміряних мод, згідно розробленої моделі поширення пластинчатих хвиль у газопроводі, визначаємо мінімальну товщину стінки труби. Отримані дані мінімальної товщини на ділянці газопроводу використовуються для контролю їх відповідності до нормативних значень. Це дозволяє прийняти рішення про подальшу експлуатацію газопроводу та встановити максимальні значення напружень, які пов'язані зі зношенням металу.

При проведенні контролю ділянок газопроводів із складною геометрією, ис. 5.1, важливим чинником, що визначатиме якість контролю і експлуатаційні ластивості газопроводу, є аналітичне визначення розподілу напружень по довжині. ровівши контроль окремих перерізів газопроводу і отримавши карту розподілу ружень, що може складати кілька десятків метрів по його довжині, можна верджувати, що проконтрольовані ділянки визначають, в основному, напружено-формований стан всієї вітки газопроводу.

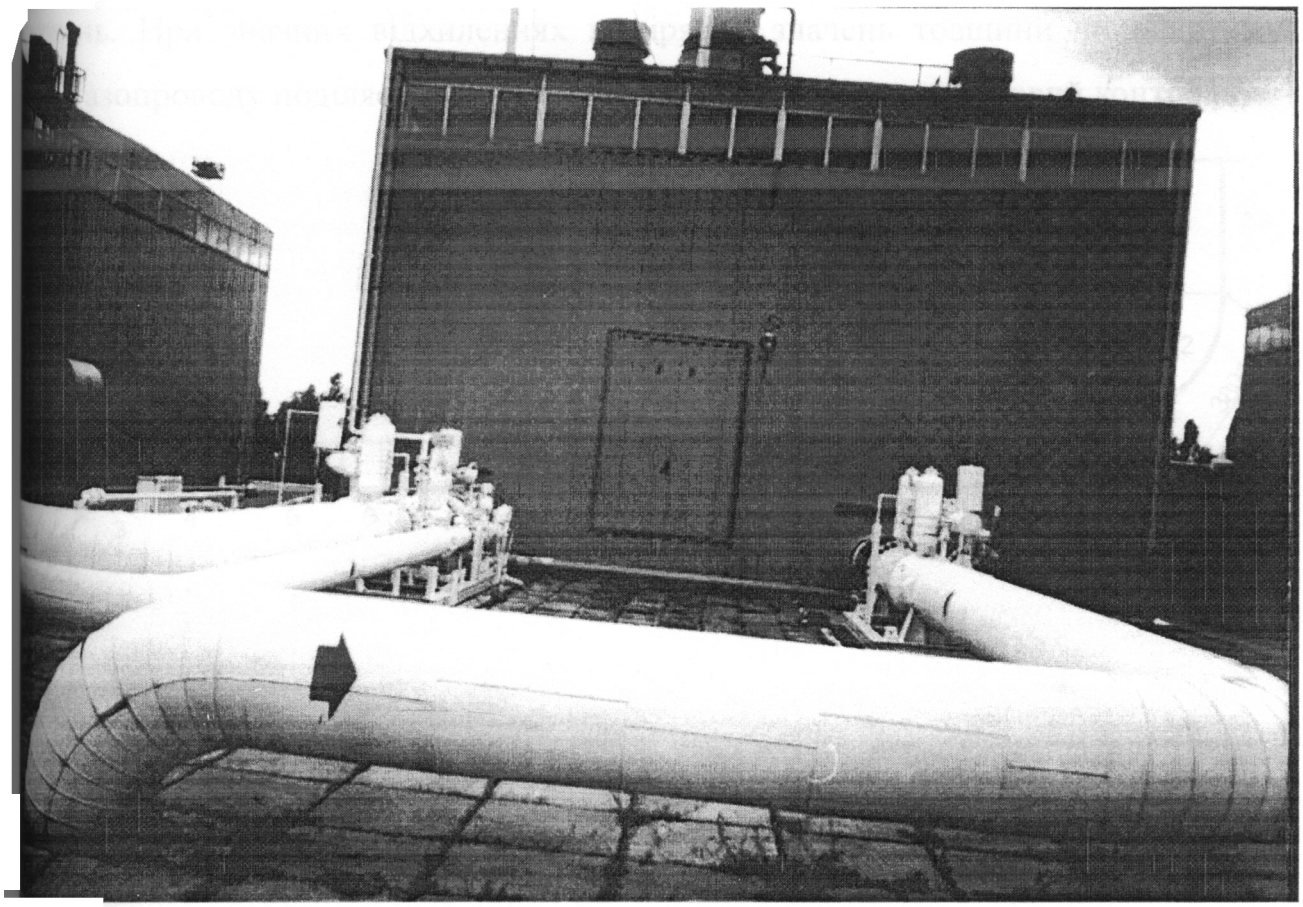


Рис. 5.1. Газопровід компресорної станції.

5.3 Результати контролю величини напружень газопроводів зокомпресорних станцій

Для запису результатів контролю ми розбиваємо досліджувану вітку опроводу газокомпресорної станції на ділянки із однорідною геометрією та з хуванням таких граничних умов, як розташування опор, балок, що лімітують рух опроводу в одному чи кількох напрямках, рис. 5.2. Однорідні ділянки позначені ерами, для кожної наведено її геометричні розміри.

Великі за розміром прямолінійні та криволінійні ділянки при проведенні тролю розбиваються на менші, номери яких вказані після крапки при виборі овного номеру ділянки, табл. 5.1. Величину додаткових ділянок вибирають на ці проведення контролю пластинчатими ультразвуковими хвилями в залежності стану досліджуваного газопроводу і виміряних значень товщини стінки та

пружень. При значних відхиленнях виміряних значень товщини чи напружень ділянка газопроводу поділяється на менші, для яких проводиться новий контроль.

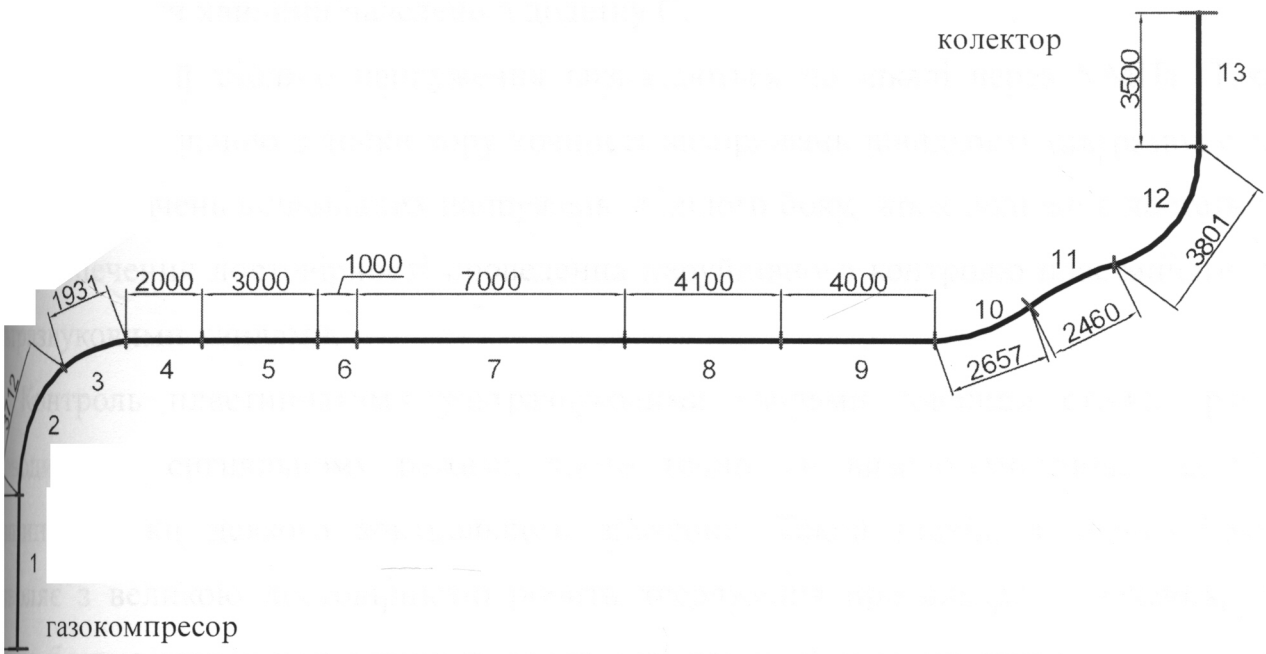


Рис. 5.2. Схематичне зображення виштовхувального рукава газокомпресорного агрегату.

Таблиця 5.1 –

Контроль напружень розробленим пристроєм виштовхувального газопроводу газокомпресорного агрегату № 1 Кременчуцького лінійно-виробничого управління

Номер ділянки газо-проводу	Мода	Значення групової швидкості, м/с	Значення фазової швидкості, м/с	Значення максимального напруження на ділянці контролю, МПа	Значення мінімальної товщини стінки, мм
1.1	a_0	2892	1084	95	більше 12 мм
1.2	a_0	2901	1066	90	більше 12 мм
2.1	a_0	2895	1060	95	більше 12 мм
2.2	a_0	2884	1096	100	більше 12 мм

У таблиці показано частину результатів проведення напружень газопроводу, вний набір значень результатів неруйнівного контролю пластинчатими льтразвуковими хвилями наведено в додатку С.

У наведеній таблиці напруження визначаються по шкалі через 5 МПа. Така кала є оптимальною з точки зору точності вимірювань швидкості ультразвуку та драхунку значень відповідних напружень, з іншого боку, крок поділки є достатнім ля забезпечення достовірності проведення неруйнівного контролю пластинчатими льтразвуковими хвилями.

Контроль пластинчатими ультразвуковими хвилями товщини стінки труби роводився в сигнальному режимі, тобто точно ми визначаємо лише перехід вщини стінки деякого контрольного значення. Такий підхід, з одного боку, зволяє з великою достовірністю робити твердження про виміряні значення, з шого боку, виявити ряд чинників, що впливають на фазову швидкість: неточність собів контролю, нерівномірність стінки газопроводу тощо, які не дозволяють з ликою точністю визначати значення товщини.

Висновки до розділу

1. Розроблено алгоритм підготовки газопроводів до контролю ультразвуковим етодом, що дало можливість розробити технологію неруйнівного контролю льтразвуковими пластинчатими хвилями і застосувати даний метод для проведення турних досліджень технічного стану газопроводів обв'язки компресорної станції.

2. Доказано, що на діючих газопроводах обв'язки компресорної станції при їх кладній конфігурації, відсутності даних про товщину і структуру металу, а також ри неможливості виготовлення зразків металу з діючого газопроводу, є складною дачею, рішенням якої є оптимізація і вибір і контроль ділянок газопроводу .

3. Наведена методика аналітичного визначення розподілу напружень по довжині зопроводу дозволяє в першому наближенні знайти діапазон діючих напружень та

ція їх концентрації для подальшого їх уточнення розробленим методом, що дає кливість підвищити достовірність проведення контролю.

4. Наведені результати визначення напружень на вітках трубопроводу окомпресорного агрегату №2 та №3 КС "Бар" розробленими методом та истроєм показують, що напруження в окремих перерізах і вздовж газопроводу поділені нерівномірно, а максимальне напруження становить 130 МПа на ділянці

5. Розроблене програмне забезпечення для мікропроцесорної системи пропонованого пристрою з використанням пластинчатих хвиль, який реалізує тодику контролю НДС газопроводів з складною технологічною конструкцією.

ОСНОВНІ ВИСНОВКИ ТА РЕКОМЕНДАЦІЇ

У дисертації на основі проведених теоретичних, лабораторних та натурних ліджень розв'язано актуальну науково-практичну задачу, яка полягає у матичному описі хвильового поля, що створене пластинчатою хвилею у жному середовищі, встановленні закономірностей зміни групової швидкості ширення цієї хвилі від величини напруженого стану металу трубопроводу, ншенні температурної похибки чутливого елемента ультразвукового первинного творювача, що дало змогу розробити ефективний метод контролю величини ужено-деформованого стану діючих газопроводів компресорної станції. Метод змогу контролювати величину напружено-деформованого стану на удноступних ділянках газопроводу (місця защемлень, під хомутами, під орами, на ділянках зі складною конфігурацією тощо), що неможливо виконати при ових ультразвукових вимірюваннях, які використовуються на даний час. Основні кові та практичні результати роботи полягають у наступному:

1. На основі проведеного теоретичного аналізу методів і засобів неруйнівного нтролю для визначення технічного стану газопроводів встановлено відсутність ективних методів і низьку точність та чутливість засобів визначення їх ужено-деформованого стану, сформульовані невирішені задачі. Доказано, що ористання запропонованого акустичного методу неруйнівного контролю, який ується на поширенні пластинчатих хвиль в стінці трубопроводу, дає можливість значити інтегральні значення напружень на певній ділянці газопроводу.

2. Розроблено математичну модель, яка описує хвильові параметри астинчатих хвиль в багатошаровому середовищі, що дозволяє однозначно значити умови їх генерування та поширення у відповідності до значень ометричних та фізико-механічних характеристик досліджуваного середовища, упові та фазові швидкості симетричних та асиметричних мод цих хвиль та ичину загасання їх амплітуди. Розроблено програмне забезпечення мовою С++, дозволяє проводити обчислення хвильових параметрів пластинчатої хвилі пропонованої математичної моделі.

3. Розроблено метод контролю НДС складних та труднодоступних ділянок опроводів з врахуванням фактичних навантажень і фізико-механічних рактеристик металу труб, який дозволяє отримувати інтегральну оцінку значень ДС, що неможливо виконати з допомогою існуючих методів. Виведено аналітичну ежність значення НДС у стінці газопроводу від групової швидкості поширення стинчатих хвиль, що дозволило використовувати симетричні та асиметричні ди цих хвиль для проведення контролю.

4. Удосконалено метод стабілізації частоти чутливого елемента ультразвукового винного перетворювача від температури, дано критерії, при яких можна ективно його використовувати. Розроблена схема термочутливості первинного ретворювача, яка дозволяє визначати температурний вплив на чутливий елемент в ежності від типів матеріалів конструктивних вузлів. Цей метод дозволяє еншити похибку визначення параметрів ультразвукової хвилі при проведенні нтролю технічного стану газопроводів.

5. Розроблено пристрій, за допомогою якого можна вимірювати групову та дову швидкості поширення мод ультразвукових пластинчатих хвиль. Вказаний истрій є предметом патенту, на видачу якого отримано рішення ДП "Українського ституту промислової власності". Проведений метрологічний аналіз розробленого строю контролю НДС "Сігма" технологічних трубопроводів КС та здійснено аліз схеми нагромадження похибок, визначено величину кожної з складових струментальної та методичної похибок. Сумарна похибка визначення напружень ладає 5,23 %.

6. Проведено лабораторні дослідження залежності групової швидкості ширення симетричної та асиметричної мод пластинчатої хвилі від величини ружень в зразку, в результаті встановлено, що зміна величини групової швидкості повідає зміні значення НДС в зразку визначеного теоретичним та ометричним методами. Проведено натурні дослідження газопроводу КС, де новлено значення максимального напруження на контрольованій ділянці 130

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Акивис М.А., Гольдберг В. В. Тензорное исчисление. М.: Наука, 1969.
2. Амбарцумян С. А. Общая теория анизотропных оболочек. М.: Наука, 1974.
3. Аронов Б. С. Электромеханические преобразователи из пьезоэлектри-ческой керамики. – Ленинград: Энергоатомиздат, 1990.- 269 с.
4. Бабак В.П.. Маєвський С.М.. Щербак Л.М. Основи побудови систем аналізу сигналів в НК: Навчальний посібник. –К.: Либідь, 1993. -272с.
5. Бабич В. М., Молотков И. А. Математические методы в теории упругих волн // Итоги науки и техники / ВИНИТИ. Сер. «Механика деформируемого тела». 1977. Т. 10. С. 5-62.
6. Балакирев М. К., Гилинский И. А. Волны в пьезокристаллах. Новосибирск: Наука, 1982. 239 с.
7. Бардзокас Д. И., Зобнин А. И. Математическое моделирование физических процессов в композиционных материалах периодической структуры. М.: УРСС, 2003. 376 с.
8. Бардзокас Д., Сеншк НА. Возбуждение поверхностными электродами симметричных и антисимметричных волн Лэмба в пьезополосе // Прикл. мат. и мех. 1993. Т. 57. М.: 6. С. 91-99.
9. Белокур И.П., Коваленко В.А. Дефектоскопия материалов и изделий. –К.: техника, 1989. -196с.
10. Бирюков СБ., Горышник Л.Л. Теория взаимодействия поверхностных волн в пьезоэлектриках с электродными структурами // Ж. техн. физики. 1980. Т. 50. №8. С. 1647-1654.
11. Борисейко В.А., Мартыненко В.С, Улитко А.Ф. Соотношение пьезокерами-ческих оболочек, поляризованных вдоль одной из координатных линий // Тепловые напряжения в элементах конструкций. 1980. Вып. 20. С. 3-6.
12. Владимиров В. С. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1981. 512 с.
13. Войтович КН., Каценеленбаум Б. З., Сивое А. К Обобщенный метод собственных колебаний в теории дифракции. М.: Наука, 1977. 416 с.

4. Ворович И. И., Александров В. М., Бабешко В. А. Неклассические смешанные задачи теории упругости. М.: Наука, 1974. 455 с.

5. ГОСТ 1497-84. Металлы. Методы испытания на растяжение.- М.: Изд-во стандартов, 1985.- 111 с.

6. Гузь А. И., Кубенко В. Д., Черевко М.А. Дифракция упругих волн. Киев: Наук, думка, 1978. 308 с.

7. Гузь А. К, Головчан В. Т. Дифракция упругих волн в многосвязных телах. Киев: Наук, думка, 1972. 253 с.

8. Документація до математичного пакету програм Matlab.

9. Ермолов И. Н. Ультразвуковые преобразователи для неразрушающего контроля.- М.: Машиностроение, 1986.- 280 с.

10. Иванов В. В. Теория приближенных методов и ее применение к численному решению сингулярных интегральных уравнений. Киев: Наук, думка, 1968. 288 с.

11. Измерения. Контроль. Качество. Неразрушающий контроль. – М.: ИПК Издательство стандартов, 2002. -300с.

12. Ильинский А. С., Шестопалов Ю. В. Применение спектральных методов в задачах распространения волн. М.: Изд-во МГУ, 1988. 200 с.

13. Испытательная техника. Справочник. Под ред. В. В. Клюева.- М.: Машиностроение, 1982.- т. 2.- 523 с.

14. Карпаш О.М., Крижанівський Є.І., Криничний П.Я. Мигаль І.Г., Рибчич І.Й., Зінчак Я.М. Неруйнівний контроль труб нафтового сортименту. – Івано-Франківськ: Факел, 2001. -380с.

15. Каталог компанії Advanced Crystal Technology.- 2005.- 68 с. США.

16. Каталог компанії Classic Components UK Ltd.- 2005.- 102 с. Великобританія.

17. Каталог компанії Euroquartz.- 2005.- 52 с. Великобританія.

18. Каталог компанії LapTech.- 2005.- 23 с. Канада.

19. Каталог компанії Osco Ltd.- 2005.- 12 с. США.

20. Каталог компанії Time & Frequency Solutions.- 2005.- 91 с. Великобританія.

21. Каталог компанії Wavelength Electronics Ltd.- 2005.- 62 с. Великобританія.

2. Каталог ОАО "Костроматрубинвест - Волгореченский трубный завод".- 2004.- 28 с. Росія.

3. Кісіль І. С. Метрологія, точність і надійність засобів вимірюваннь.- Івано-Франківськ: Факел, 2002.- 399 с.

4. Клюев В.В., Соснин Ф.Р., Румянцев С.В., Мужицкий В.Ф., Неразрушающий контроль. Россия.1990 – 2000гг..: Справочник/ Под общ. ред. Клюева В.В. – М.: Машиностроение, 2001. – 616 с.

5. Коллакот Р. Диагностика повреждений: Пер. с англ. –М.: Мир, 1989. -512с.

6. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1970.

7. Лаврентьев В. А., Шабат Б. В. Методы теории функций комплексного переменного М.: Наука, 1973. 736 с.

8. Ландау Л. Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. М.: Наука, 1987.

9. Ларіонова О.О., Рожковский В.Ф., Сохач Ю.В. Голографічні технології в авіаційно-космічній техніці/Під ред. Малайчука В.П. –Д.: РВВ ДНУ, 2003. – 272с.

40. Лютак З. П., Мандра А. А. Визначення впливу температури на зміну частотних характеристик ультразвукового первиного перетворювача // Фізичні методи та засоби контролю середовищ, матеріалів та виробів (серія), вип. 10: Акустичні та електромагнітні методи неруйнівного контролю матеріалів та виробів: Зб. наук. праць.- Львів: Фізико-механічний інститут ім. Г. В. Карпенка НАН України, 2005.- С. 78-85.

41. Лютак З. П., Мандра А. А. Експериментальні дослідження напружено-деформованого стану технологічних трубопроводів // Фізичні методи та засоби контролю середовищ, матеріалів та виробів (серія), вип. 11: Електромагнітний, ультразвуковий та оптичний неруйнівний контроль матеріалів: Зб. наук. праць.- Львів: Фізико-механічний інститут ім. Г. В. Карпенка НАН України, 2006.- С. 48-55.

42. Лютак З. П., Мандра А. А. Визначення напружено-деформованого стану газопроводів за допомогою ультразвукових хвиль Лемба // Методи та прилади контролю якості. – 2004. - № 12. – С. 24-29.

3. Лютак З. П., Мандра А. А. Обгрунтування параметрів контролю напружено-деформованого стану магістральних трубопроводів // Тези доп. на наук.-техн. конф. "Приладобудування 2004: стан і перспективи". – Київ, 2004.- С. 213-214.

4. Лютак З. П., Мандра А. А. Розробка автоматизованої системи контролю, збору і обробки інформації про технічний стан небезпечних ділянок магістральних газопроводів // Матеріали Міжнародного промислового форуму "Виробництво і захист - 2004". – Київ, 2004. 1 с.

5. Лютак З. П., Мандра А. А. Розробка моделі стабілізації частотних характеристик ультразвукових первинних перетворювачів // Методи та прилади контролю якості. – 2005. - № 14. – С. 37-42.

6. Лютак І. З. Розробка методики та пристрою для контролю технічного стану технологічного обладнання автомобільних газонаповнюючих компресорних станцій: Дисертація на здобуття наукового ступеня канд. техн. наук: 05.11.13/ ІФНТУНГ.- Івано-Франківськ, 2003.- 153 с.

7. Лютак І. З., Кісіль І. С., Мандра А. А. Модель поширення ультразвукових хвиль у металах трубопроводів при навантаженнях // Методи та прилади контролю якості. – 2003. - № 11. – С. 27-31.

8. Мандра А. А., Лютак З. П. Розробка математичної моделі поширення ультразвукових хвиль у хвилеводах // Вісник Східноукраїнського національного університету імені Володимира Даля – 2006.- С. 125-134.

9. Мандра А. А., Лютак З. П. Метод попереднього визначення розподілу напружень газопроводу компресорної станції // Матеріали 5-ї національної науково-технічної конференції і виставки "Неруйнівний контроль та технічна діагностика".- Київ, 2006. С. 366-367.

10. Мандра А. А., Лютак З. П. Пристрій для вимірювання швидкості ультразвуку. № 14093. G01N 29/28 Деклараційний патент на корисну модель 15.05.2006. Бюл. № 5.

11. Мандра А. А. Удосконалення математичної моделі поширення ультразвукових пластинчатих хвиль у стінці газопроводу // Методи та прилади контролю якості. – 2006. - № 16. – С. 19-25.

52. Механіка руйнування і міцність матеріалів: Довідн. посібник/Під заг. ред. Панасюка В.В. –К.: Наук. думка, 1988. -421с.

53. Неруйнівний контроль і техніка діагностики. Т.5/Під ред. Назарчука З.Т. – Львів: ФМІ ім. Г.В. Карпенка, 2001. -1134с.

54. Ніколаєв О. В. Розробка методики та пристрою контролю параметрів технічного стану технологічних об'єктів підземних сховищ газу в умовах донецького басейну: Дисертація на здобуття наукового ступеня канд. техн. наук: 05.11.13/ ІФНТУНГ.- Івано-Франківськ, 2003.- 151 с.

55. Орнатский П. П. Автоматические измерения и приборы.- К.: Вища школа. Головне видавництво, 1980.- 558 с.

56. Полишко С. П., Трубенюк А. Д. Точность средств измерений: Учебное пособие для вузов.- К.: Вища школа. Головне видавництво, 1988.- 149 с.

57. Прибори для неразрушающего контроля материалов и изделий: Справочник в 2 кн.-Под ред. Клюева В.В. –Машиностроение, 1986. -486с.

58. Федосьев В. И. Сопротивление материалов. – М.: Высшая школа, 1984.- 484 с.

59. Францевич И. Н., Воронов Ф. Ф., Бакута С. А. Упругие постоянные и модули упругости металлов и неметаллов: Справочник / под ред. И. Н. Францевича.- К.: Вища школа, 1982.- 332 с.

60. Яворський Б. М., Детлаф А. А. Справочник по физике.- М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1980.- 507 с.

61. Alsop, L.E. The leaky-mode period equation - a plane-wave approach. Bull. Seism. Soc. Am, Vol. 60, 1970, pp 1989-1998.

62. B. A. Auld, Acopustic Fields and Waves in Solids, Vol. 1. New York: John Wiley & Sons, Ins., 1973.

63. Baik J.M., Thompson R.B. Ultrasonic scattering from imperfect interfaces: a quasistatic model. J. Nondestr. Eval., Vol. 4, 1984, pp 177-196.

64. Brekhovskikh, L.M., Goncharov V. Mechanics of continua and wave dynamics. Springer-Verlag, Berlin, 1985.

65. Deschamps, M., Roux, J. Some considerations concerning evanescent surface waves. Ultrasonics, Vol 29, 1991, pp 283-287.

6. Dewen, P.N., Lowe, M.J.S., Cawley, P. The determination of the cohesive properties of bonded joints using Lamb wave data - a feasibility study. Submitted to J. Nondestr. Eval., 1992.

7. H. F. Tiersten. Perturbation theory for linear electrostatic equation for small field superposed on a bias., J. Acoust. Soc. Arner., vol. 64, no. 3, pp. 382-387, 1978.

8. H. W. Jackson, "Tactical Miniature Crystal Oscillator," Proc. 34th Ann. Symp. on Frequency Control, pp.449-456, May 1980.

9. Haskell, N.A. Dispersion of surface waves on multilayered media. Bull. Seism. Soc. Am, Vol. 43, 1953, pp 17-34.

0. Haskell, N.A. Dispersion of surface waves on multilayered media. Bull. Seism. Soc. Am, Vol. 43, 1953, pp 17-34.

1. Holl, D. L. (1957), 'Cantilever plate with concentrated edgeloads', J. Appl. Mech. 59, A8-10.

2. I. D. Gits, V. V. Gushchin and B. A. Konyukhov, Variation of the nonlinear distortion of sound waves in polycrystalline aluminium during fatigue tests, Soviet Phys. (Acoust.) 19 (1973) 221.

3. International Organization for Standardization (ISO). ISO/IEC Guide 17025, General Requirements for the Competence of Testing and Calibration Laboratories. Switzerland: ISO; 1999. 26 p.

4. J. A. Kusters, M. C. Fisher and J. G. Leach. Dual mode operation of temperature and stress compensated crystals., in Proc. 32nd AFCS, pp. 389-397, 1978.

5. J. G. Gualtieri, "The Influence of Temperature and Electric Field on the Etch-Channel Density in Swept-Cultured Quartz," Proc. 39th Ann. Symp. on Frequency Control, pp. 247-254, 1985.

6. J. L. Rose, "Ultrasonic Waves in Solid Media," (Cambridge University Press, 1999).

7. J. R. Lloyd and S. Nakahara, "Low Temperature Void Growth and Resistivity Decay in Thin Evaporated Gold Films," Thin Solid Films, Vol. 45, pp. 411-420, 1977.

Kolsky, H. Stress waves in solids. Dover Publications, New York, 1963.

Lamb, H. On waves in an elastic plate. Proc. Roy. Soc., Vol 93 PT Series A, 1917,pp 14-128.

M. A. Breazeale and D. O. Thompson, Finite-amplitude ultrasonic waves in luminium, Appl. Phys. Let. 3 (1963) 77.

M. A. Breazeale and J. Philip, Determination of third order elastic constants from ltrasonic harmohic generation measurements, Physical Acoustics, Vol XVII, W. P. Mason and R. N. Thurston eds., Academic Press, 1984, pp. 1-60.

Malvern, L.E. Introduction to the mechanics of a continuous medium. Prentice-Hall, New Jersey, 1969.

McGregor, C. W. (1973), 'Deflections of a long helical gear tooth', Mech. Engng, 57, 225-7.

P. A. Johnson, The new wave in acoustic testing, Materials Worlds, 7 (1999) 544.

P. T. Landsberg, "On the Logarithmic Rate Law in Chemisorption and Oxidation," The J. of Chem. Physics, Vol. 23, pp. 1079-1087, 1955.

Pellini, W. S. and Puzak, P. P. (1985), NLP Report 6300, June.

R. Abermann, "Measurements of the Intrinsic Stress in Thin Metal Films," Vacuum, Vol. 41, pp. 1279-1290, 1990.

R. Hubo, VDI progress report series 18, book 80, VDI, Düsseldorf (Germany), 1990.

R. J. Besson, M. Mourey, S. Galliou, F. Marionnet, and P. Guillemot, "Hyperstablequartz oscillators for space use," presented at EFTF 2000, Turin, Italy.

Ritec, Inc., Ritec advanced measurement system model RAM-5000-SNAP, http://www.riteinc.com.

S. Galliou and M. Mourey, "Temperature Processing of an Ultra Stable Quartz Oscillator", IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, Vol. 48, pp. 1539-1546, 2001.

Thomson, W.T. Transmission of elastic waves through a stratified solid medium. J. Appl. Phys., Vol. 21, 1950, pp 89-93.

Timoshenko, S. (1934), Theory of Elasticity, New York, McGraw-Hill.

V. A. Krassilnikov, V. V. Schlovskaya-Kordi and L. K. Zarembo, On the propagation of ultrasonic waves of infinite amplitudes in liquids, J. Acoust. Soc. Amer. 29 (1957) 642.

5. Wolf, J., Ngoc, T.D.K., Kille, R., Mayer, W.G. Investigation of Lamb waves having a negative group velocity. J. Acoust. Soc. Am., Vol. 83, 1988, pp 122-126.

6. Yoonkee Kim. Force-Frequency efects of langasite isomorphs for precision resonators., U.S. Army Communications-Electronics Command, Research Development & Engineering Center for Monmouth, New Jersey, 07703, 2003.

ДОДАТКИ

Додаток А

Організації, що займаються розробкою та виготовленням засобів для ультразвукового контролю

Назва організації	Адреса	Напрямки роботи
ано-Франківський національний технічний іверситет нафти і газу	Івано-Франківськ, Україна	Розробка та виготовлення апаратури ультразвукового контролю, дослідження та впровадження нових методів та методик ультразвукового контролю конструкцій нафтогазового обладнання
уково-дослідний інститут ім. Є. Патона	Київ, Україна	Розробка та виготовлення апаратури, дослідження та впровадження нових методів та методик ультразвукового контролю
ВФ Ультракон-сервіс	Київ, Україна	Розробка та виготовлення ультразвукового дефектоскопу УД2-70
Університет "Львівська політехніка"	Львів, Україна	Дослідження та впровадження нових методів та методик ультразвукового контролю
Акустичний інститут ім. І. Н. Андреєва	Москва, Росія	Розробка та виготовлення апаратури, дослідження та впровадження нових методів та методик ультразвукового контролю для океанічних досліджень
Російський державний іверситет нафти і газу ім. І. М. Губкина	Москва, Росія	Розробка та виготовлення апаратури, дослідження та впровадження нових методів та методик ультразвукового контролю

Продовження таблиці

Московський державний технічний університет ім. Н. Е. Баумана	Москва, Росія	Розробка та виготовлення апаратури, дослідження та впровадження нових методів та методик ультразвукового контролю
Акустичні нтрольні системи	Москва, Росія	Розробка та виготовлення: ультразвукових дефектоскопів А1212, А1220; ультразвукових товщиномірів А1207, А1208, А1209; ультразвукового томографа для бетону А1230; аксесуарів
Алтек	Санки-Петербург, Росія	Розробка та виготовлення ультразвукового дефектоскопу УД2-102
Алтес	Москва, Росія	Розробка та виготовлення ультразвукового дефектоскопа СКАРУЧ
БАНКіТД	Мінськ, Білорусія	Виготовлення зразків КОУ-2
Взльот	Санки-Петербург, Росія	Розробка та виготовлення ультразвукового товщинометру Взльот-УТ
Вігор	Москва, Росія	Розробка та виготовлення ультразвукової системи контролю рельс
Діаскан, дочірня компанія Транснафта	Москва, Росія	Розробка та виготовлення систем акустичної емісії, внутрішньо трубного дефектоскопу

Продовження таблиці

Зонд	Санки-Петербург, Росія	Розробка та виготовлення ультразвукового дефектоскопу УДС2-32, пристроїв ультразвукового сканування і контролю залізнодорожних коліс, виготовлення ультразвукових давачів
Інтерюніс	Москва, Росія	Розробка та виготовлення системи акустичної емісії ALine32D
ітроскоп, колишня назва Волна	Кишинів, Молдавія	Розробка та виготовлення ультразвукових дефектоскопів УД2-12, УД2-17-2, Поіск10-ЕМ; товщиноміра УТ93-П, ультразвукових давачів, аксесуарів
Інтротест	Москва, Росія	Розробка та виготовлення ультразвукового дефектоскопів УТ-80, УТ-82
Константа	Санки-Петербург, Росія	Розробка та виготовлення ультразвукових товщиномірів серії Булат
Луч	Москва, Росія	Розробка та виготовлення ультразвукових дефектоскопу УД2-70 та товщиноміра ТУЗ-2
Науково-практична лабораторія	Санки-Петербург, Росія	Розробка та виготовлення ультразвукового дефектоскопу УД3-20
ЗАТ Спектр	Москва, Росія	Розробка та виготовлення: ультразвукових дефектоскопів А1212, А1220; товщиномірів А1207, А1208, А1209; томографа для бетону А1230; аксесуарів
Нордінкрафт	Череповець, Росія	Розробка та виготовлення електромагнітно-акустичного дефектоскопу ЕМАД1-НК

Продовження таблиці

Політест	Москва, Росія	Розробка та виготовлення ультразвукових дефектоскопів ІД-5, УД-09, УД-21Р, товщиноміру СКАТ-4000
Прибор	Ногінськ, Росія	Розробка та виготовлення ультразвукових дефектоскопів УД2В-П, УД2Н-П
Радіоавіоніка	Санки-Петербург, Росія	Розробка та виготовлення ультразвукової системи контролю рельс
РДМ	Кишинів, Молдавія	Розробка та виготовлення ультразвукових дефектоскопів УДС-РДМ, системи контролю рель сів
Твема	Москва, Росія	Розробка та виготовлення ультразвукової системи контролю рель сів
ЦНІІТМАШ	Москва, Росія	Розробка та виготовлення ультразвукових дефектоскопів УДЦ-201П
ЕЛТЕСТ	Москва, Росія	Розробка та виготовлення системи акустичної емісії Локус
Ехо+	Москва, Росія	Розробка та виготовлення ультразвукових томографічних систем Авгур
Вотум	Кишинів, Молдавія	Розробка та виготовлення ультразвукових дефектоскопів УД4-Т, ДАМИ-С
uctural Monitoring Systems Ltd	Сідней, Австралія	Розробка та впровадження методик ультразвукового контролю
R/D Tech	Канада	Розробка та виготовлення ультразвукових багатоканальних систем FOCUS, Tomoscan/SV

Продовження таблиці

Tektrend International Inc.	Канада	Розробка та виготовлення ультразвукових промислових систем дефектоскопії та програмного забезпечення
Time Group Inc.	Пекін, Китай	Розробка та виготовлення ультразвукових товщиномірів ТТ
Force Institute	Данія	Розробка та виготовлення ультразвукових промислових систем дефектоскопії та програмного забезпечення
EA Technology Plc.	Англія	Розробка та виготовлення ультразвукових систем та аксесуарів для контролю труб на основі приладів інших виробників
Cygnus Instruments	Англія	Розробка та виготовлення ультразвукових товщиномірів Cygnus 1,Cygnus 2, Cygnus 4
Phoenix Inspection Systems	Англія	Розробка та виготовлення ультразвукових промислових систем дефектоскопії та програмного забезпечення
Sonatest Plc.	Англія	Розробка та виготовлення аналогових ультразвукових дефектоскопів Sitescan 110, UFD7A, MasterScan MS310D, та цифрових дефектоскопів Sitescan 120, Sitescan 130, Sitescan 230C, Masterscan 330C, Railscan
Staveley NDT technologies	Англія	Розробка та виготовлення ультразвукових цифрових дефектоскопів Sonic 1000S/1200S, Sonic 136/137/138 та товщиномірів Sonic 133D, Sonic 434
Technology Design Ltd.	Англія	Розробка та виготовлення ультразвукових багатоканальних систем дефектоскопії

Продовження таблиці

A2MS - Applied coustics, Materials and Systems	Франція	Розробка та впровадження методик ультразвукового контролю
Imasonic S.A.	Франція	Розробка та виготовлення ультразвукових давачів
ecoeur Electronique	Франція	Розробка та виготовлення плат для персонального комп'ютера для ультразвукових перетворювачів
Sofratest S.A.	Франція	Розробка та виготовлення плат для персонального комп'ютера для ультразвукових перетворювачів
NUKEM Nutronik GmbH	Німеччина	Розробка та виготовлення ультразвукових промислових систем дефектоскопії та програмного забезпечення
Q Net Quality Management GmbH	Німеччина	Розробка та виготовлення ультразвукових промислових систем дефектоскопії та програмного забезпечення на основі Ноутбуків
RTE Akustik + Pruftechnik GmbH	Німеччина	Розробка та виготовлення плат для персонального комп'ютера для ультразвукових перетворювачів
iemens AG - Power Generation Group	Німеччина	Розробка та виготовлення ультразвукових промислових систем, програмного забезпечення, акустично-емісійних давачів
VOGT erkstoffprufsysteme GmbH	Німеччина	Розробка та виготовлення ультразвукового роботизованого автономного сканера

Продовження таблиці

Hillger Ing. Buro	Німеччина	Розробка та виготовлення плат для персонального комп'ютера для ультразвукових перетворювачів
KARL DEUTSCH	Німеччина	Розробка та виготовлення ультразвукових мпромислових систем, томографів, дефектоскопів: ECHOGRAPH 1016, ECHOGRAPH 1055, ECHOGRAPH 1080, товщинометрів: ECHOMETER 1071, ECHOMETER 1072, ECHOMETER 1074 Data, ультразвукових давачів, аксесуарів, розробка методик ультразвукової дефектоскопії
autkramer Branson	Німеччина – США	Розробка та виготовлення ультразвукових мпромислових систем, томографів, дефектоскопів: USN 50, USN 52, USM 22, USD 15X, USK 7D, USIP 20, USPC (PC card), USLT2000 (NB PC based), товщинометрів: DM 4, DM 4DL, DMS, DMS 2, CL3, CL3DL, CL300, CL304, DMV DL, ультразвукових давачів, аксесуарів, розробка методик ультразвукової дефектоскопії
NAMICON	Італія	Розробка та виготовлення ультразвукових дефектоскопів: ULTRASONIC 120, ULTRASONIC 130, ULTRASONIC 230, ULTRASONIC 330, товщинометрів

Продовження таблиці

anMaster Systems (IRT) Ltd.	Італія	Розробка та виготовлення ультразвукових промислових систем дефектоскопії та програмного забезпечення
Sonotron Ltd.	Італія	Розробка та впровадження методик ультразвукового контролю
watetsu Advantech	Італія	Розробка та виготовлення ультразвукових товщиномірів TI-40N, TI-50, TI-60, TI-125
TOKIMEC Inc.	Японія	Розробка та виготовлення ультразвукових дефектоскопів SM500, SM2000
Nuson Inspection Services bv	Нідерланди	Розробка та виготовлення ультразвукових систем та аксесуарів для контролю труб
ontgen Technische Dienst	Нідерланди	Розробка та виготовлення ультразвукових систем та аксесуарів для контролю труб
Optel sp. z o.o.	Польща	Розробка та виготовлення ультразвукових акусто-емісійних давачів, ультразвукової відеокамери
Acoustical Technologies ingapore PTE Ltd.	Сінгапур	Розробка та виготовлення ультразвукового аналогового дефектоскопу
BB - NDE Products Group	США	Розробка та виготовлення ультразвукових промислових систем дефектоскопії та програмного забезпечення, сканерів
hysical Acoustics orporation (PAC)	США	Розробка та виготовлення ультразвукових систем та обладнання дял акустичної емісії
Quality Material Inspection Inc.	США	Розробка та виготовлення ультразвукових промислових систем дефектоскопії та програмного забезпечення, сканерів

Продовження таблиці

Panametrics Inc.	США	Розробка та виготовлення ультразвукових мпромислових систем, томографів, дефектоскопів: EPOCH III, EPOCH IIIB, EPOCH IIB, товщинометрів: 25DL, 25DL-HP, 25DL-RR, 36DL PLUS, 26XTDL, 26DL PLUS, 26MG, 26MG-XT, 26DL, ультразвукових давачів, аксесуарів, розробка методик ультразвукової дефектоскопії
econdWave Systems	США	Розробка та виготовлення ультразвукових методів та пристроїв для неруйнівного контролю через повітря
SLX Inc.	США	Розробка та виготовлення підсилювачів та фільтрів для ультразвукових систем
Dakota Instruments Inc.	США	Розробка та виготовлення ультразвукових дефектоскопів DFX-244, DFX-344, товщиномірів: DX-1, DX-2, DX-2 DL, MX-3, MX-5, MX-5 DL, PX-7, PX-7 DL, PR-8, аксесуарів
Stress Tel	США	Розробка та виготовлення ультразвукових дефектоскопів: FlawMike, товщинометрів: T-Mike P, T-Mike B, T-Mike E, T-Mike ES, T-Mike EL, T-Mike V, T-Mike DL, аксесуарів, давачів
Structural Diagnostics Inc.	США	Розробка та впровадження методик ультразвукового контролю, розробка промислових систем

Додаток Б

Характеристики найбільш поширених сучасних ультразвукових дефектоскопів

Модель, виробник	Технічні характеристики
А1212, Акустичні контрольні системи	Дефектоскоп А1212 призначений для пошуку й визначення координат різних порушень суцільності й однорідності матеріалу у виробах з металів і пластмас. А1212 дозволяє контролювати зварні з'єднання, лиття, прокат, вимірювати товщини стінок виробів, вести пошук вогнищ корозії, тріщин, внутрішніх розшарувань й інших дефектів. Прилад розрахований на контроль луно-дзеркальним, дзеркально-тіньовим і тіньовим методами з використанням стандартних методик ультразвукового контролю й різних ультразвукових перетворювачів (прямих і похилих, сполучених і роздільно-суміщених) вітчизняного й закордонного виробництва з робочими частотами від 1 до 10 Мгц. Оперативна зміна перетворювачів і режимів контролю забезпечується библиотекою настроювань, що зберігається. А1212 відображає прийняті сигнали у вигляді традиційної А-розгортки із градуюванням горизонтальної осі в міліметрах або мікросекундах, а також дозволяє індуціювати огинаючу амплітуду сигналів. Зображення на екрані можна зупинити ("заморозити"), обрану зону контролю розтягти на весь екран, за допомогою екранних курсорів зробити виміри рівня й положення (часу) прийнятих сигналів. При роботі з автоматичним сигналізатором дефектів рівень сигналу й координати дефекту визначаються приладом автоматично. Крім того, у приладі є режим побудови зображення перетину контрольованого об'єкта.

	Номінальні робочі частоти ультразвука: 1; 1,2; 1,8 2,5; 5,0; 10; 15 Мгц. Товщина контрольованих материалів луно-методом 2200 мм. Діапазон зміни інтервалів часу від 1 до 750 мкс. Похибка вимірювання часового інтервалу t+/-(0,01t+0,2) мкс. Основні похибки вимірювання координат дефектів:- відстань по поверхні L+/-(0,03L+1) мм, глибини H +/-(0,03H+1) мм. Діапазон вимірювання відносних амплітуд сигналів від 0 до 20 дБ. Тривалості розгортки 7,5; 15; 37,5; 75; 150; 375; 750 мкс. Діапазон швидкості ультразвуку в матеріалі від 1000 до 9999 м/с. Форма зондуючого імпульса: період Меандра. Параметри зондуючого імпульса: тривалість періоду від 100 до 1500 нс, амплітуда (половина розмаху) 100 У+/-10% або 25 У+/-10%, тривалість фронтів не більше 20 нс. Частота повторювання зондуючих імпульсів не менш 10 Гц. Смуга частот прийомного тракту від 0,5 до 15 Мгц. Ефективне значення власного шуму 25 мкв +/-20%. Діапазон часового регулювання чутливості не менш 40 дБ. Размер поля экрана 62,7х62,7 мм (128х128 крапок). Діапазон робочих температур від -20°С до +45°С.
УД2-70, Ультракон-сервіс	Призначений для контролю продукції на наявність дефектів типу порушення суцільності й однорідності матеріалів, готових виробів, напівфабрикатів і зварних (паяних) з'єднань, виміру глибини й координат залягання дефектів, виміру відносної амплітуди сигналів, відбитих від дефектів. Особливості дефектоскопа: – два незалежних вимірювальних строба; – система автоматичної сигналізації дефектів; – можливість запам'ятовування: 100 програмних настроювань, 100 зображень екрана, 2000 результатів виміру параметрів сигналів;

Продовження таблиці

	– режим "електронна лупа"; – режим "стоп-кадр"; – функція "замок"; – режим зв'язку з персональним комп'ютером; – протоколювання процедури контролю з використанням програмного забезпечення "Ultra UD2-70"; Основні технічні характеристики: – робочі частоти: 1,25; 1,8; 2,5; 5,0; 10,0 Мгц; – діапазон контролю (по сталі) 0...5000 мм; – діапазон підсилення прийомного тракту 100 дб; – динамічний діапазон тимчасового регулювання чутливості (ВРЧ) 60 дб; – абсолютна похибка при вимірюванні глибини залягання дефекту Нх±(0,5+0,02Нх) мм; – абсолютна похибка при вимірюванні відносних амплітуд сигналів Нх±(0,2+0,03Nx) дб; час безперервної роботи від акумуляторної батареї не менш 8 год.
HOMETER 074, KARL EUTSCH	Діапазон вимірювання: – середні частоти - 1,5 – 250 мм. Похибка вимірювання при роздільній здатності 0,1 мм складає 0,1 ± 0,5 мм, при роздільній здатності 0,01 мм складає 0,1 ± 0,5 мм; – високі частоти – 0,7 – 25 мм. Похибка вимірювання при роздільній здатності 0,1 мм складає 0,1 ± 0,5 мм, при роздільній здатності 0,01 мм складає 0,1 ± 0,5 мм; – низькі частоти – 5,0 – 400 мм. Похибка вимірювання при роздільній здатності 0,1 мм складає 0,2 ± 0,5 мм.

Продовження таблиці

	Характеристики зондую чого імпульсу: – форма зондую чого імпульсу – піковий сигнал; – напруга зондую чого імпульсу – 70 ± 7 В при 180 Ом; – час наростання фронту зондую чого імпульсу 20 ± 2 нс; – тривалість імпульсу 300 ± 30 нс; – частота зондуючи імпульсів 2 Гц. Характеристики вводу / виводу інформації: – RS-323 V.24 інтерфейс; – LPT стандартний інтерфейс. – Пам'ять на 3830 вимірювань, 99 файлів зберігання інформації. Характеристики вимірювання: – діапазон швидкостей ультразвуку складає 100 – 19999 м/с; – номінальний діапазон частот 0,6 – 15 Мгц; – максимальна чутливість вводу 1,5 мВ при 100 % контакті поверхонь; – еквівалентний вхідний імпеданс 180 Ом; – крок зміни чутливості складає 6 дБ; – діапазон робочих температур -10 – 50 °С.
USN 60, autkramer Branson	USN 60 поєднує переваги цифрового виконання та детальної динамічної ехо інформації, що можлива була лише у аналогових дефектоскопах. Унікальні методи обробки сигналу додають таких особливостей одномірної ехографії (А-скан) як величина зміни інтенсивності по довжині форми хвилі. Характеристики вимірювання:

Продовження таблиці

	– діапазон швидкостей ультразвуку складає 250 – 16000 м/с. Вбудовано 65 швидкостей для різних матеріалів; – ширина вимірювальної смуги складає 0,25 – 25 Мгц; – затримка виведення на екран складає 20 – 3498 мкс; – затримка від давача 0-999 мкс; – частота зондуючих імпульсів задається в межах 15 – 6000 Гц із кроком 5 Гц; – пікова форма зондуючого імпульсу із можливим вибором низько енергетичним та високоенергетичним; – опція авто калібрування; – чотири вхідних імпеданси – 50, 75, 150 та 1000 Ом для різних здавачів; – опція підсилення/зменшення сигналу в діапазоні 0 – 110 дБ із такими можливими кроками 0,1, 0,5, 1,0, 2,0, 6,0 дБ. Види тестування: – луно-дзеркальний; – дзеркально-тіньовий; – тіньовий. Можливість скачування нової версії програмного забезпечення через Інтернет. Інтерфейс користувача підтримує такі мови як Російська, Німецька, Англійська, Чеська, Італійська, Французька, тощо. Одиниці вимірювання: – дюйми; – міліметри; – мікросекунди.

Продовження таблиці

	Характеристики вводу / виводу інформації: – аналоговий канал в діапазоні 0 – 2,5 В; – TOF. 0 В відповідає лівій частині екрану, 2,5 В – правій; – RS232 із вибором частоти передачі до 200 бод/с; – стандартний LPT порт із прямою підтримкою принтера HP LaserJet. – Кольоровий рідкокристалічний дисплей.

Додаток В

Напружений стан та параметри металу газопроводів

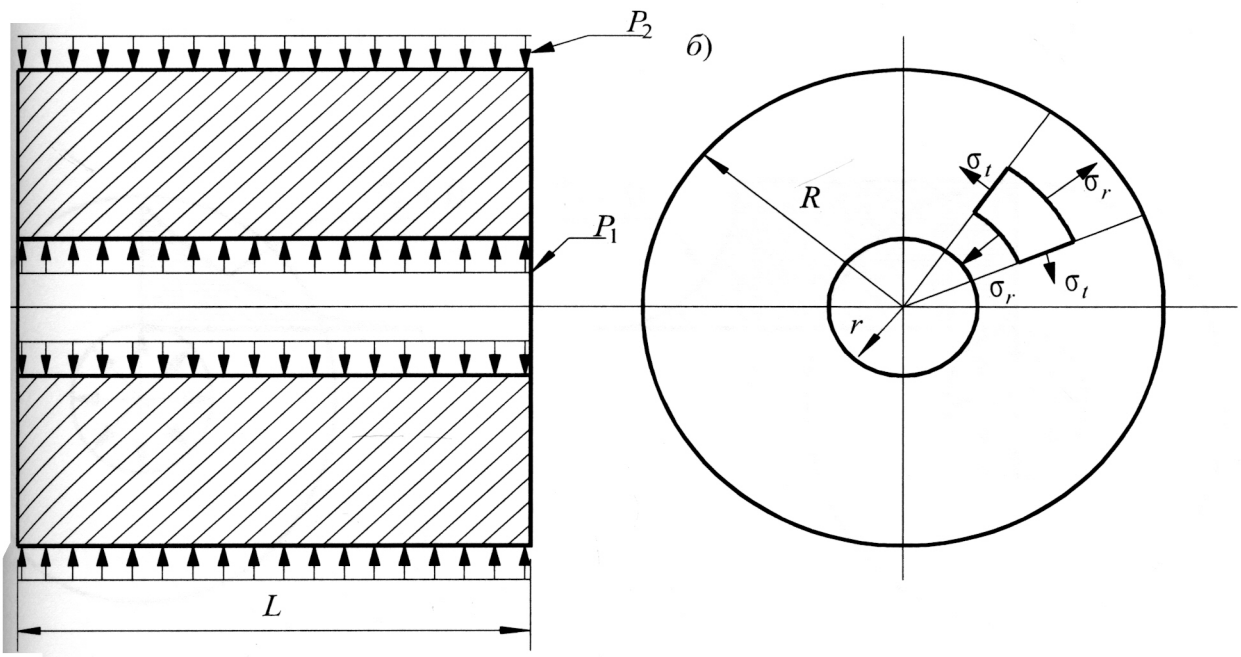


Рис. В.1. Розподіл напруження в трубі:

- поздовжній переріз труби; *б)* – поперечний переріз труби; P_1, P_2 – внутрішній та овнішній тиски відповідно; R, r – зовнішній та внутрішній діаметри труби ідповідно; σ_r – нормальне напруження, направлене радіально; σ_t – тангенційне апруження, направлене по дотичній.

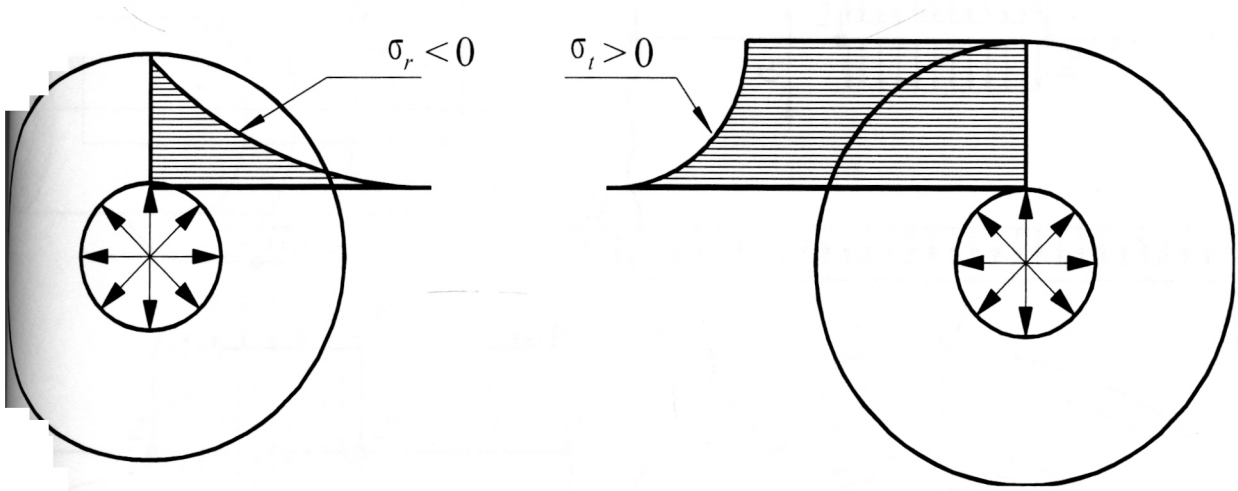


Рис. В.2. Форма напружень в стінці труби.

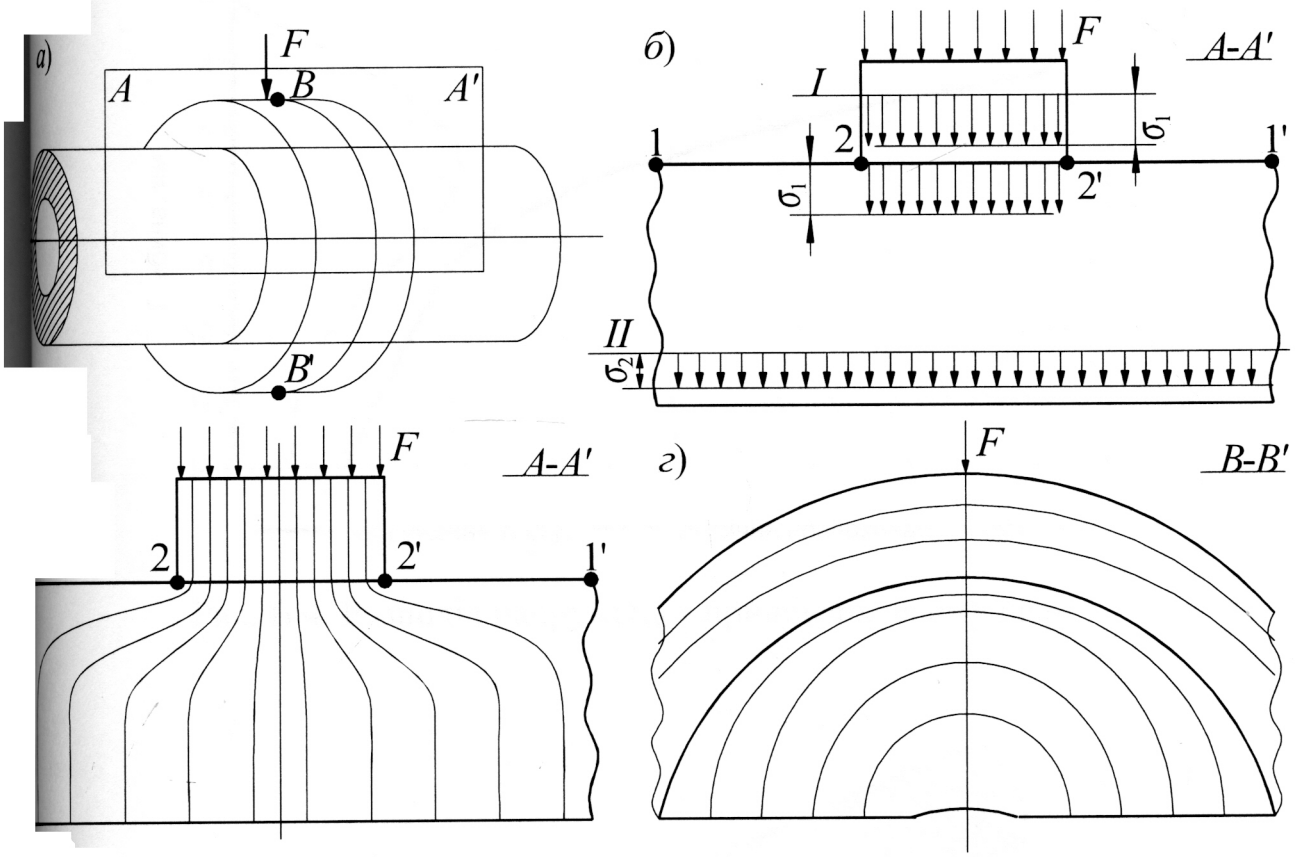


Рис. В.3. Розподіл напружень в стінці труби від дії хомута:

агальний вигляд хомута на трубі; б) розподіл напружень в поздовжньому перерізі би; в) хід траєкторії головного напруження в поздовжньому перерізі *A-A′* труби; хід траєкторії головного напруження в поперечному перерізі *B-B′* труби; *F* – прямок дії сили на хомут; σ_1, σ_2 – напруження в хомуті та в стінці труби повідно.

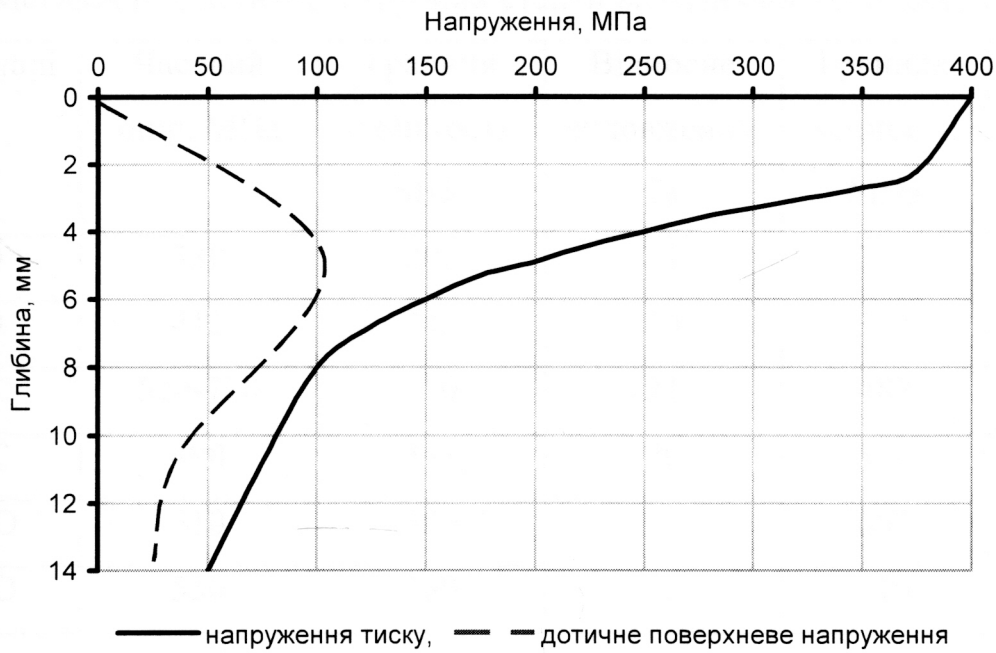


Рис. В.4. Розподіл напружень у приповерхневому шарі.

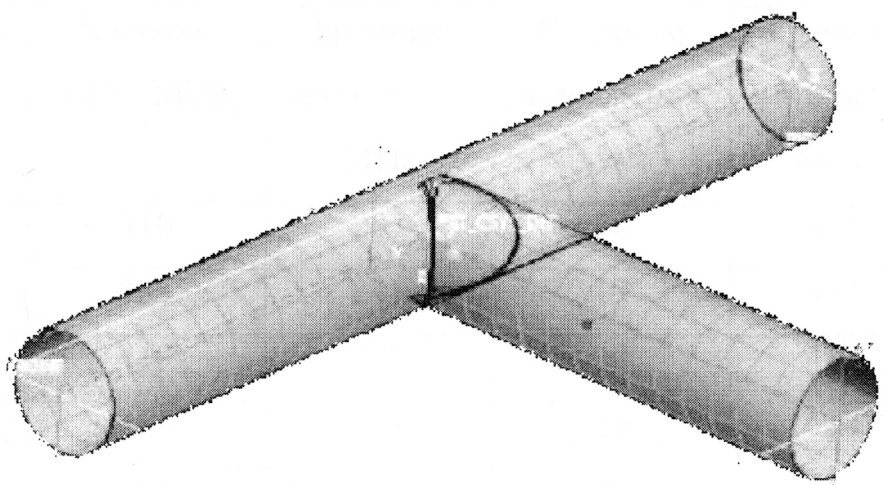


Рис. В.5. Аналіз напружено-деформованого стану з'єднання труб.

Продовження додатка В

Таблиця В.1 –

Механічні властивості трубних сталей вітчизняного сортаменту

Марка сталі	Часовий опір, МПа	Границя плинності, МПа	Відносне видовження, %	Границя міцності, МПа	Клас міцності
Ст 10	330	205	31	321	К-34
Ст 20	412	242	20	358	К-42
17Г1С	520-720	350	21	487	К-52
09Г2С	490	343	20	574	К-50
08ГБЮ	510	350	20	662	К-52
09ГБЮ	550	380	20	710	К-56

Таблиця В.2 –

Механічні властивості трубних сталей іноземного сортаменту

Марка сталі	Часовий опір, МПа	Границя плинності, МПа	Відносне видовження, %	Границя міцності, МПа	Клас міцності
А	310	207	28	331	К-34
В	345	241	19	413	К-42
Х 42	419	289	20	413	К-42
Х 46	488	317	20	434	К-46
Х 52	504	358	18	455	К-52
Х 60	564	382	17	473	К-52

Продовження додатка В

Таблиця В.3 –

Хімічний склад трубних сталей вітчизняного сортаменту

Марка сталі	Вміст хімічних елементів, %							
	C	Mn	Si	Cr	Ni	S	P	Cu
Ст 10	0.07-0.14	0.35-0.65	0.17-0.37	0.15	0.30	0.04	0.035	0.30
Ст 20	0.17-0.24	0.35-0.65	0.17-0.37	0.25	-	0.012	0.03	-
17Г1С	0.15-0.2	1.15-1.55	0.4-0.6	0.3	0.3	0.01	0.025	0.3
09Г2С	0.12	1.35-1.7	0.5-0.6	0.3	0.3	0.04	0.035	0.3
08ГБЮ	0.07-0.1	1.1-1.4	0.3	-	-	0.006	0.025	-
09ГБЮ	0.08-0.11	1.1-1.4	0.3	-	-	0.006	0.025	-

Таблиця В.4 –

Хімічний склад трубних сталей іноземного сортаменту

Марка сталі	Вміст хімічних елементів, %						
	C	Si	Mn	P	S	Al	Інші елементи
A	0.21	Узгоджується при оформленні заказу	0.90	0.30	0.30	Узгоджується при оформленні заказу	Комбінація елементів: Cu, Ni, Cr, Mo, V не повинна перевищувати 1 %
B	0.26		1.15	0.30	0.30		
X 42	0.28		1.25	0.30	0.30		
X 46	0.30		1.35	0.30	0.30		
X 52	0.30		1.35	0.30	0.30		
X 60	0.30		1.35	0.30	0.30		

Продовження додатка В

Таблиця В.5 –

Хімічні і механічні властивості трубних сталей

Рік готов-ення	Марка сталі	Вміст основних хімічних елементів, %					Границя плинності, МПа	Границя міцності, МПа
		C	Mn	V	Nb	P		
960	X 52	0.18	1.40	-	-	0.3	345	438
975	X 52	0.22	1.4	-	-	0.3	358	455
970	X 60	0.18	1.40	0.12	-	0.3	363	442
972	X 60	0.18	1.40	0.04	0.04	0.3	371	459
975	X 60	0.12	1.40	0.04	0.04	0.3	382	473

Додаток Г

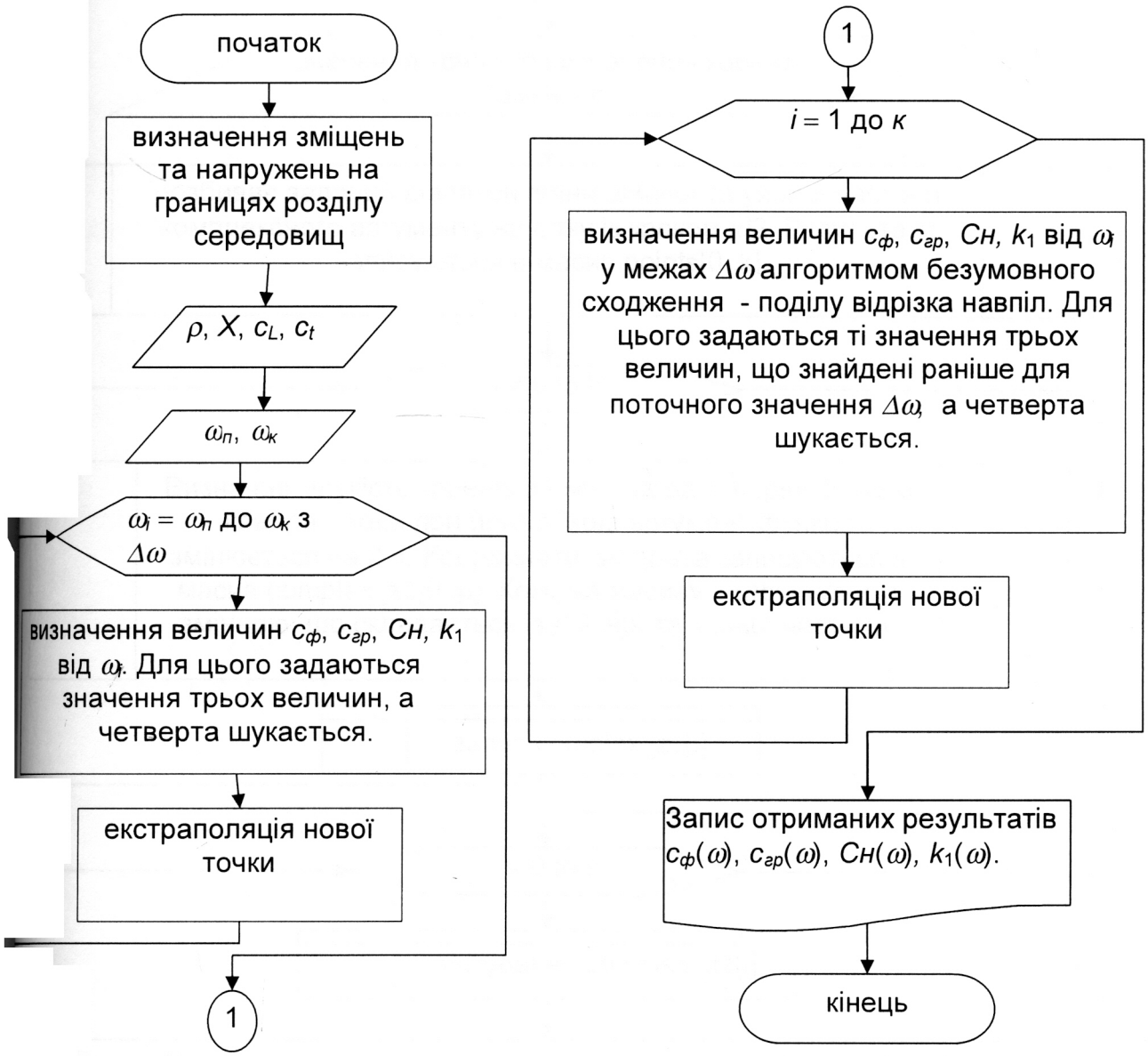


Рис. Г. 1. Алгоритм знаходження параметрів хвильового поля пластинчатої ультразвукової хвилі

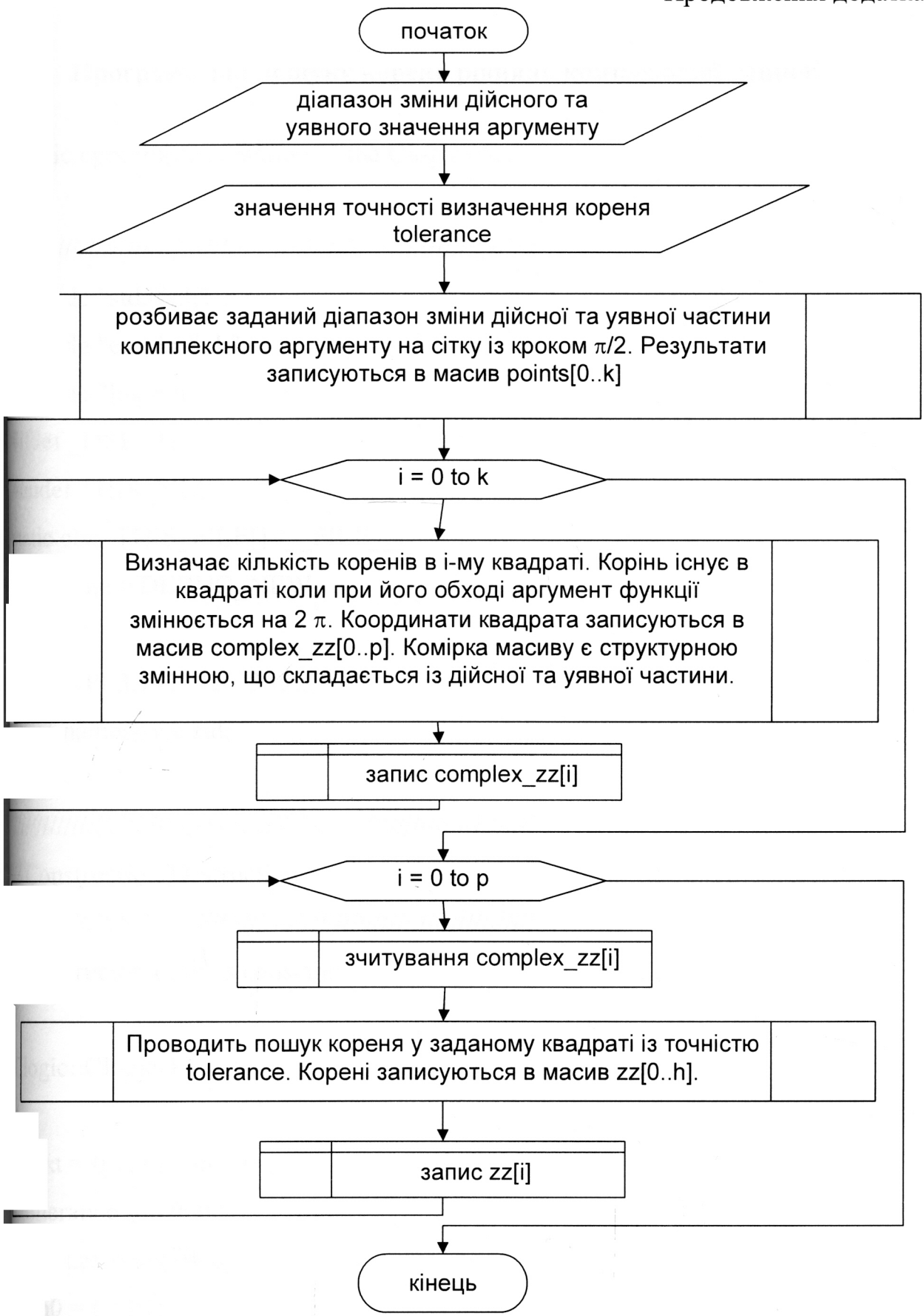


Рис. Г. 2. Алгоритм віднаходження функції комплексної змінної.

Програма для пошуку кореня рівнянь комплексної змінної

```
// logic.cpp: implementation of the Clogic class.

//////////////////////////////////////////////////////////////////////
#include "stdafx.h"
#include "cmplmfc.h"
#include "logic.h"
#ifdef _DEBUG
#undef THIS_FILE
static char THIS_FILE[]=__FILE__;
#define new DEBUG_NEW
#endif
#define PI 3.141592653589793
using namespace std;

//////////////////////////////////////////////////////////////////////
// Construction/Destruction
//////////////////////////////////////////////////////////////////////
//Constructor, defines constants
//-----------------------------------------------------------------------------------------------
Clogic::Clogic()

 smxt = 0.1; dargm = 0.1;
 tollerance = 0.00001;
 vppnt.reserve(1000);
 dzn0 = 0.001;
#ifdef _DEBUG
```

```
 CFileException e;
 hFile.Open("\\debug_data.txt",CFile::modeCreate | CFile::modeWrite, &e);
#endif

// Destructor
Clogic::~Clogic()
        #ifdef _DEBUG
        hFile.Close();
  #endif }
//Підпрограма CONTINT рахує кількість аргументів функції FUN вздовж
туру і реєструє точки //де аргумент змінюється із попереднього рівня на p/2
//Вхідні параметри:
//     u00 – глобальне значення фази
//     zb – верхня границя контуру
//       subc - TRUE коли вхідні дані використовуються для ARG(), FALSE при
ерахунку
//              підпрограми
//     ppntz – масив точок, що визначають контур
//Вихідні параметри:
//        ptr_vvpnt - vector of PPNT. Масив в клонках якого є вхідні дані ppnt.
ний стовбець
//                    відповідає точці зміни значення аргументу функції на p/2
void Clogic::CONTINT(double u00, complexd zb, PPNT *ppntz, bool subc, vec_p
_vvpnt)
{
 PPNT ppntzo, ppntz1;
 double length, art, tmpd, dlmx, dark, ark0;
 complexd dir, step, Fzb, tempz, tempz1;
 bool cont;
```

```
Fzb = Clogic::func(zb);
ppntzo = (*ppntz);
tempz1 = zb - ppntzo.z; length = abs(tempz1);
dir = tempz1/length;
dlmx = smxt * length;
cont = length > 0;
(*ptr_vvpnt).push_back(*ppntz);
while (cont){
        ppntz1 = ppntzo;

    tmpd = fabs(ppntzo.dv) * dlmx;
    if (tmpd <= Clogic::dargm)
        step = dir * dlmx;
    else step = dir * (Clogic::dargm/fabs(ppntzo.dv));
    ppntzo.z = ppntz1.z - step;
    cont = abs(ppntzo.z + (*ppntz).z) < length;
    if (!cont) {ppntzo.z = zb; ppntzo.Fz = Fzb;}
    if ((!subc) || cont) ppntzo.Fz = Clogic::func(ppntzo.z);
    ppntzo.branch = ppntz1.branch - BRC(ppntzo.Fz, ppntz1.Fz);
    ark0 = ARG(ppntzo.Fz, u00);
    ppntzo.argum = ppntzo.branch + ark0;
    dark = ppntzo.argum - ppntz1.argum;
    if (fabs(dark) > 1.5) {
        (dark > 05) ? ppntzo.branch -= 1.0: ppntzo.branch -= -1.0;
        ppntzo.argum = ark0 + ppntzo.branch;

    ppntzo.dv = (ppntzo.argum - ppntz1.argum) / abs(step);
    art = ppntzo.argum - ppntzo.n;
    if (fabs(art) >= (0.50 - tollerance)) {
```

```
(art > 0.0)? ppntzo.n += 1.50: ppntzo.n -= 1.50;
            if (!cont) break;
        }
        else continue;
        (*ptr_vvpnt).push_back(ppntzo);
    }
(*ptr_vvpnt).push_back(ppntzo);
(*ppntz) = ppntzo;


// Ця процедура визначає функцію для розрахунків F(z)
//  z – аргумент функції
complexd Clogic::func(complexd z)
{
 //complexd z1, z2;
 //z1 = complexd (0.0,-1.0); z2 = complexd (1.0,0.0);
 //return sin ((z2 + z1)*z*PI);
 //return 54.0+z*(44.0+z*(20.0-z*(3.0-z)));
 return 15.0+z*(7.0-z*(16.0+z*(8.0-z*(1.0+z))));
}
// Ця функція зчитує дані із форми і конвертує отримані точки в змінні цього
y
//Вхідні параметри:
//        z1x, z1y – перші точки
//        z2x, z2y – друга точка
// Вихідні параметри:
//        zfza[0] - zfza[4] – масив точок в класі.
bool Clogic::Set_interval_points(CString z1x, CString z1y, CString z2x, CString z2y)
```

```
(art > 0.0)? ppntzo.n += 1.50: ppntzo.n -= 1.50;
            if (!cont) break;

        else continue;
        (*ptr_vvpnt).push_back(ppntzo);
    }
  (*ptr_vvpnt).push_back(ppntzo);
  (*ppntz) = ppntzo;


// Ця процедура визначає функцію для розрахунків F(z)
//  z – аргумент функції
complexd Clogic::func(complexd z)
{
 //complexd z1, z2;
 //z1 = complexd (0.0,-1.0); z2 = complexd (1.0,0.0);
 //return sin ((z2 + z1)*z*PI);
 //return 54.0+z*(44.0+z*(20.0-z*(3.0-z)));
 return 15.0+z*(7.0-z*(16.0+z*(8.0-z*(1.0+z))));
}
// Ця функція зчитує дані із форми і конвертує отримані точки в змінні цього
y
//Вхідні параметри:
//        z1x, z1y – перші точки
//        z2x, z2y – друга точка
// Вихідні параметри:
//        zfza[0] - zfza[4] – масив точок в класі.
bool Clogic::Set_interval_points(CString z1x, CString z1y, CString z2x, CString z2y)
```

```
str_x2.Format("%f", x2); str_y2.Format("%f", y2);
return true;
}
// Функція інтерфейсу. Видає помилку при невірних вхідних даних.
// Вхідні параметри:
//    c – текст, що містить пояснення помилки.
void Clogic::Message(CString c)
{       MessageBox(NULL,c,_T("Warning!"),MB_OK);  }
// Функція інтерфейсу. Зберігає вхідні параметри у змінних класу.
void Clogic::SetOptions(double dargm1, double smxt1)
{Clogic::dargm = dargm1;
 Clogic::smxt = smxt1;}
// Тригер розгалуження.
// Підпрограма змінює розгалуження аргумету Fz(z) для підтримки значення
умента постійним //по відношенню до умови Fz1=Fz(z1) на попередні точці z=z1.
// Вхідні параметри: z1 та z2.
double Clogic::BRC(complexd z1, complexd z2)
        if ((z1.real() > 0.0) && (z2.real() > 0.0)) {
        if ((z1.imag() >=0.0) && (z2.imag() < 0.0)) return 2.0;
        else
        if ((z2.imag() >= 0.0) && (z1.imag() < 0.0)) return -2.0;
 } return 0.0;
}
// Аргумент комплексної функції на інтералі [0,2p]
// u0=ARG(FUN(z00)) – гобальне відношення аргументу визначене в глобальних
рдинатах z00
double Clogic::ARG(complexd z, double u00)
{       if (z.imag() < 0.0) u00 -= 2.0;
 return atan2(z.imag(), z.real())/PI - u00;
```

```
// Зберігає дані PPNT у файлі: filename.
// Вхідні параметри: filename – назва файлу
//     vppnt1 – вектор точок для зберігання
void Clogic::SaveInterval(char* filename, vec_p *vppnt1)
{       CFile fdata;
CFileException fileExcep;
PPNT ppntc;
double zx, zy, Fzx, Fzy, argum, branch, dv, n;
CString zxc, zyc, fzxc, fzyc, argc, branchc, dvc, dvn, str;
int arrybound, i;
arrybound = (*vppnt1).size();
if( !fdata.Open( filename, CFile::modeCreate |
CFile::modeReadWrite ), &fileExcep )
{   TRACE( "Can't open file %s, error = %u\n",
     filename, fileExcep.m_cause );
}
str.Format("//%10s%15s%10s%10s%15s%15s%10s%6s\n",     "zx",     "zy",     "dv",
gum", "Fzx", "Fzy", "branch", "n");
fdata.Write(LPCTSTR(str), str.GetLength());
zxc.Format("%d", arrybound);
str = ".MATRIX 0 6 " + zxc + ' ' + '8'+ "\n";
fdata.Write(LPCTSTR(str), str.GetLength());
for (i = 0; i< arrybound; i++){
        ppntc = (*vppnt1)[i];              zx = ppntc.z.real();
        zy = ppntc.z.imag();               Fzx = ppntc.Fz.real();
        Fzy = ppntc.Fz.imag();    argum = ppntc.argum;
        branch = ppntc.branch;    dv = ppntc.dv;
        n = ppntc.n;
```

```
    zxc.Format("%12.6f", zx);          zyc.Format("%12.6f", zy);
    fzxc.Format("%12.6f", Fzx);        fzyc.Format("%12.6f", Fzy);
    argc.Format("%6.4f", argum);  branchc.Format("%4.0f", branch);
    dvc.Format("%8.4f", dv);           dvn.Format("%4.1f", n);
    str = zxc +  "   " + zyc + "   " + fzxc +  "   " + fzyc + "    "+ dvc + "   " + argc
+ branchc + "   "   + dvn + "   " +  "\n";
    fdata.Write(LPCTSTR(str), str.GetLength());
} //for
fdata.Close();

//Визначає корінь в прямокутнику
//Підпрограма розраховує кількість коренів у прямокутнику і зберігає
рмацію про всі точки
//Вхідні параметри:
   za – вектор сітки точок для пошуку коренів
   u00 – глобальний аргумент функції на z00,
Вихідні параметри:
//   ptr_vct2arry - масив CONTINT1-4 зберігає інформацію про корені
oid Clogic::COUNTER(complexd *za, double u00, colump *ptr_vct2arry)
    complexd zb1;
PPNT pntz;
nt i, mqq;
bool subc;
char chs[100];
double dz;
pntz.argum = 0;
pntz.branch = 0;
pntz.n = 0;
pntz.z = za[0];
```

```
pntz.Fz = Clogic::func(za[0]);
dz = dzn0 * abs(za[1] - za[0]);
pntz.dv = fabs(ARG(func(za[0] + dz), u00) / dz);
for (i=1; i<=4; i++){
        subc = i == 4;
        zb1 = za[i];
        CONTINT(u00, zb1, &pntz, subc, &vppnt);
        (*ptr_vct2arry).pncom[i] = vppnt;
        mqq = vppnt.size() - 1;
        (*ptr_vct2arry).felin[i] = mqq - 1;
        pntz = vppnt[mqq];
        sprintf(chs, "%s%d%s", "\\counter_data", i, ".prn");Clogic::SaveInterval(chs,
pnt);
        vppnt.clear();
 }
 (*ptr_vct2arry).felin[0] =  (*ptr_vct2arry).pncom[3].back().n / 3.0;
}
// Сортування точок на протилежному боці прямокутника
// sort_op(zop,pnt,FUN,u0) повертає масив точок результату проектування
// Вихідні дані мають такий же формат як CONTINT.
//Вхідні параметри:
// u0 - ARG(FUN(z00)) – глобальний аргумет на z00,
// zop1 – коорд. точок спроектованих з k-ї до (k+2)-ї сторони прямокутника.
// pnt - counterk+2 -  масив точок p/2- добуток аргументів протилежної сторони,
2)
//Вихідні параметри:
// pntop – Кожен елемент відповідає спроетованій точці прямокутника.
// нуль ідентичний останній точці pnt1,
// sub - 4 вектори формату pntop.
```

```
ool Clogic::SORT_OP(double u00, vec_comp *zop1, vec_p *pnt1,  vec_p *pntop,
*sub)
      vec_p pnt, pntm0, vtmpv, vtmpv1;
PNT tmp_pnt;
vec_comp zop;
int i, N, mm2x, j, md, tmpi, tti;
omplexd dz, cdir;
ool im_re;
double ddz, vzop, tmpd;
for (i=0; i< (*pnt1).size(); i++) pnt.push_back((*pnt1)[i]);
mm2x = pnt.size() - 2;
ASSERT(mm2x > -1);
ntm0.push_back(pnt[mm2x+1]);
N = (*zop1).size() - 1;
f (N == 1) { (*pntop).push_back(pntm0[0]); (*pntop).push_back(pnt[0]);
push_back(pnt); return true;}
op = *zop1;       cdir = (zop[0] - zop[1]) / abs(zop[0] - zop[1]);
m_re = (fabs(cdir.real()) <= Clogic::tollerance) && (fabs(cdir.imag()) >
tollerance);
*pntop) = pntm0;
r(i=1; i <= (N-1); i++) {
      mp_pnt.z = zop[i];       tmp_pnt.Fz = func(zop[i]);
      mp_pnt.argum = ARG(tmp_pnt.Fz, u00);
      or (j = mm2x; j >= 0; j--) {
            if (im_re) ddz = cdir.imag() * (tmp_pnt.z - pnt[j].z).imag();
            else ddz = cdir.real() * (tmp_pnt.z - pnt[j].z).real();
            tmp_pnt.n = pnt[j].n;
            if (fabs(ddz) < Clogic::tollerance) {
                  tmp_pnt.branch = pnt[j].branch;
                  vzop = tmp_pnt.argum + tmp_pnt.branch;
```

```
                tmp_pnt.dv = pnt[j].dv;
            }
            else
                if (ddz > 0.0) {
        tmp_pnt.branch = 2 * floor(floor((tmp_pnt.n + 0.5 - tmp_pnt.argum)/2));
        vzop = tmp_pnt.branch + tmp_pnt.argum;
        if (fabs(vzop - tmp_pnt.n) > 0.5) {
        tmp_pnt.branch = pnt[j+1].branch - BRC(pnt[j+1].Fz, tmp_pnt.Fz);
        tmp_pnt.n = pnt[j+1].n;
        vzop = tmp_pnt.argum + tmp_pnt.branch;
                        }
 if (ddz < abs(tmp_pnt.z - pnt[j+1].z)) md = j; else md = j + 1;
 if (im_re) tmpd = (tmp_pnt.z - pnt[md].z).imag(); else tmpd = (tmp_pnt.z -
[md].z).real();
        tmp_pnt.dv = (vzop - pnt[md].argum) / tmpd;
                }
 else {
        pntm0.insert(pntm0.begin(), pnt[j]);
        continue;
                }
 tmp_pnt.argum = vzop; (*pntop).push_back(tmp_pnt);
vtmpv.push_back(tmp_pnt);      for(tmpi=0;      tmpi<pntm0.size();      tmpi++)
pv.push_back(pntm0[tmpi]);
 (*sub).push_back(vtmpv); vtmpv.clear();
 mm2x = j;
 pntm0.clear(); pntm0.push_back(tmp_pnt);
 break;
        } //for j      } //for i
if (mm2x > 0)
```

```
for (tmpi = mm2x; tmpi >=0; tmpi--)
        vtmpv.push_back(pnt[tmpi]);
        tti = pntm0.size();
        for (tmpi=0; tmpi<tti; tmpi++) vtmpv.push_back(pntm0[tmpi]);
        pntm0 = vtmpv; vtmpv.clear(); vtmpv1.clear();
vtmpv.push_back(pnt[0]);          for(tmpi=0;          tmpi<pntm0.size();          tmpi++)
pv.push_back(pntm0[tmpi]);
 (*sub).push_back(vtmpv); vtmpv.clear();     (*pntop).push_back(pnt[0]);
 return true;
}
// Головна функція, що зв'язує всі інші
void Clogic::test()
{
 double u0;
 colump count, recr[200]; complexd zz[5];
 int i, ri; u0 = Get_u0(0);
 Get_zz(zz);  COUNTER(zz, u0, &count);
 char chs[100]; OPNT zero;
 fn_Control(count, u0, recr, &ri);        for (i=0; i<ri; i++) {
      #ifdef _DEBUG
            sprintf(chs, "%s%d_1%s", "\\control", i, ".prn");
            SaveInterval(chs, &(recr[i].pncom[0]));
            sprintf(chs, "%s%d_2%s", "\\control", i, ".prn");
            SaveInterval(chs, &(recr[i].pncom[1]));
            sprintf(chs, "%s%d_3%s", "\\control", i, ".prn");
            SaveInterval(chs, &(recr[i].pncom[2]));
            sprintf(chs, "%s%d_4%s", "\\control", i, ".prn");
            SaveInterval(chs, &(recr[i].pncom[3]));
      #endif
```

```
        if (i != 0) {
                fn_halley(recr[i],0.0001,0.001,&zero);
                fn_Save_zero(zero);                }}
 i++; }
 // Ротор точок по контуру
 // Вхідні параметри:
 //  j – номер очки, яка буде першою.
 //Вихідні параметри:
 //   ni – ротований масив
 void Clogic::fn_jr(int j, int *ni)
 { int k;
  for (k=0; k<=3; k++)
        ni[k] = (j + k) % 4 + 1;}
 // Визначає найменший окіл кореня рівняння із сторонами Pi/2
 //Вхідні параметри:
 //        j0 – рівень вхідного контуру.
 //        sub0 – точки вхідного контуру.
 //        u0 - ARG(FUN(z00)) – глобальний аргумент на z00,
 //Вихідні параметри:
 Продовження додатка Г
 //        recn – шуканий контур.
 //        recnii – кількість елементів типу стовпчик в змінній "recn"
 int Clogic::fn_Brac(int j0, colump sub0, double u0, colump *recn, int *recnii)
 {
  vct2r sidej2;
  colump sub1;
  int jc[4], j, n0, kk, nrc = 0, nj2, n = 0, mj, ind_tot, mjn, mq, indc, m1, m11,
10[6], sub11[6];
  int tmpi, recni = 1;
```

```
double wind0, argj1, wind, dbr, dnn;
 bool mj0;
 complexd dz;
 vec_comp zop;
 vec_p pntj2, qq, qqr, s3, vtmpv;
 PPNT upz;
#ifdef _DEBUG
 int iter=1;
#endif
 recn[0] = sub0; (*recnii) = 1;
 fn_jr(j0, jc); j = jc[0];
 mj = sub0.felin[j]; mj0 = mj == 0;
 ind_tot = sub0.felin[0];   dbr = (double) 2 * ind_tot;
 wind0 = (double) 2 * ind_tot;
 ((j <= 2) && (mj > 0)) ? n0 = 2: n0 = 1;
 if (!mj0) {
 dz = sub0.pncom[jc[2]-2][0].z - sub0.pncom[jc[1]+2][0].z;
 for (kk = 0; kk < sub0.pncom[j-1].size()-1; kk++)
push_back(sub0.pncom[j][kk].z + dz);
 SORT_OP(u0, &zop, &(sub0.pncom[jc[2]-1]), &pntj2, &sidej2);
 #ifdef _DEBUG
 SaveInterval("\\brac_sort_op.prn", &pntj2);
 SaveInterval("\\brac_sort_op_side.prn", &(sidej2[0]));
 #endif
 }
 nj2 = sub0.felin[jc[2]]; n = 0;   while (n <= mj){
      #ifdef _DEBUG
sprintf(buf_str, "\n\rThe cycle number:   %d\n\r\n\r", iter); fn_debugf(buf_str);
 iter++;
```

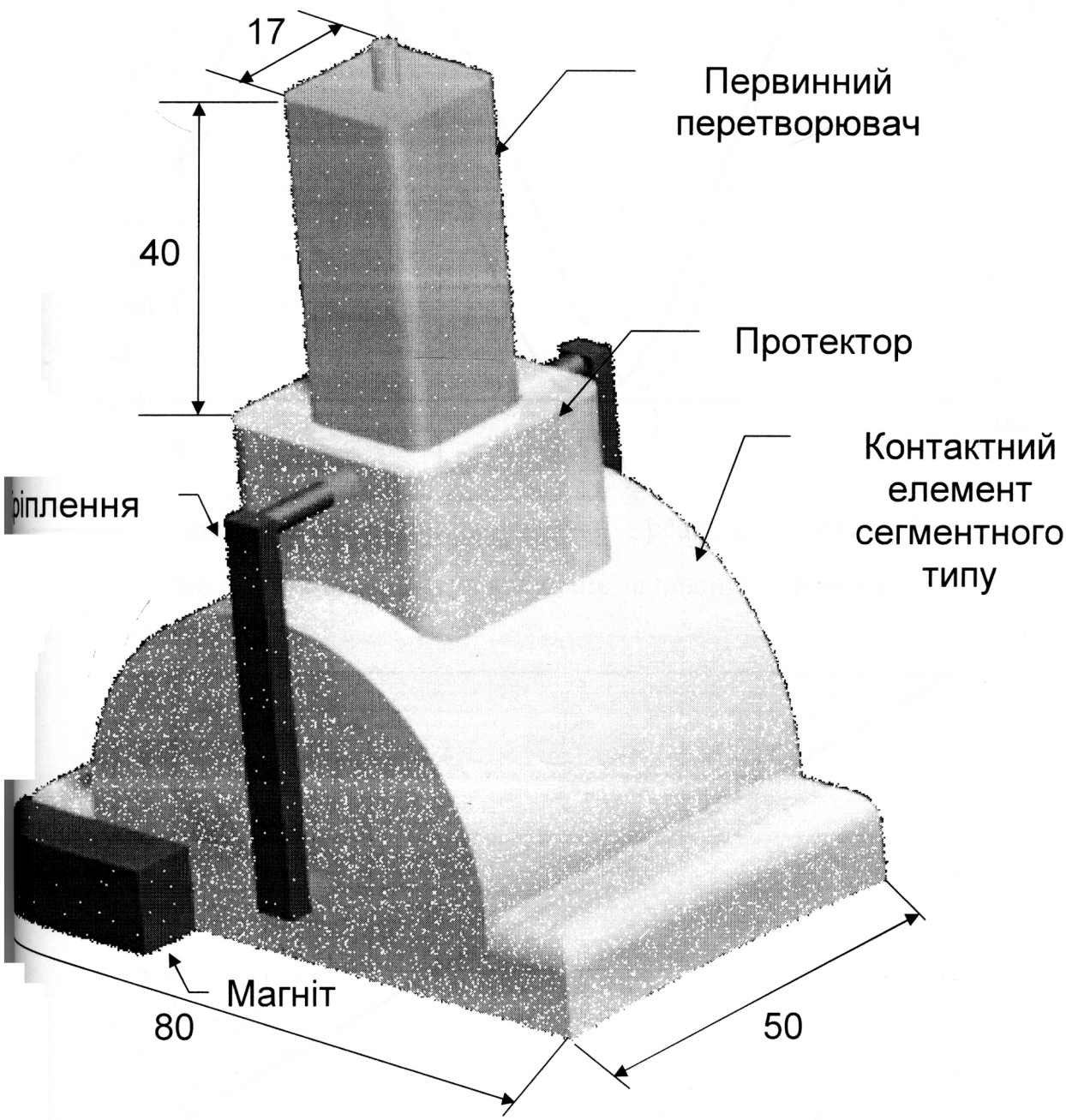
```
#endif
sprintf(buf_str, "upz = %f\t%f\n\r",upz.z.real(), upz.z.imag()); fn_debugf(buf_str);
#endif
qq.clear();
CONTINT(u0, sub0.pncom[j-1][n0].z, &upz, true, &qq);
#ifdef _DEBUG
      SaveInterval("\\brac_contint.prn", &qq);
#endif
wind = pntj2[n].argum - sub0.pncom[j-1][n0].argum + argj1; dbr = -wind;
if (j <= 2) dbr += wind0;
if (fabs(dbr) > tollerance)
      {indc = fn_round(0.5 * dbr);    nrc += indc;
qqr.clear();  for (kk = mq+1; kk>= 0; kk--)  qqr.push_back(qq[kk]);
      dnn = qqr[0].n - sub0.pncom[j-1][n0].n;
      m1 = sidej2[n-1].size() - 2;
      s3 = sidej2[n-1];
      if (n0 == 2){
      m11 = sidej2[n-2].size() - 1;
      s3.erase(s3.begin() + m1+1, s3.end());
      for (kk = 1; kk <= m11; kk++) {
      s3.push_back(sidej2[n-2][kk]); } // for
 m1 += m11 - 1;}
#ifdef _DEBUG
 SaveInterval("\\brac_sort_op_s3.prn", &s3);
#endif
sub10[0]  =  indc;  sub10[1]=n0-1;  sub10[2]=mq;  sub10[3]=m1;  sub10[4]=
0.felin[jc[3]];
sub11[0] = indc;
for (kk=0; kk<=4; kk++) sub1.felin[kk] = sub11[kk];
```

```
ub1.pncom[jc[1]-1] = qqr;
if (j0 == 2) fn_dbrm(&s3, m1+1, wind, dnn, &(sub1.pncom[jc[2]-1]));
        else sub1.pncom[jc[2]-1] = s3;
        if ((j0 < 3) && (j0 >= 1)) fn_dbrm(&(sub0.pncom[jc[3]-1]),
felin[jc[3]]+1, wind, dnn, &(sub1.pncom[jc[3]-1]));
 else sub1.pncom[jc[3]-1] = sub0.pncom[jc[3]-1];
        if (j0 < 3) fn_dbrm(&(sub0.pncom[j-1]), n0, wind, dnn, &(sub1.pncom[j-1]));
else {
                sub1.pncom[j-1].clear();
                for (kk=0; kk <= n0; kk++) sub1.pncom[j-1].push_back(sub0.pncom[j-
k]);      } //else
 #ifdef _DEBUG
 SaveInterval("\\brac_sort_op_sub1_j.prn", &(sub1.pncom[j-1]));
 SaveInterval("\\brac_sort_op_sub1jc2.prn", &(sub1.pncom[jc[2]-1]));
 SaveInterval("\\brac_sort_op_sub1jc3.prn", &(sub1.pncom[jc[3]-1]));
 #endif
nj2 -= m1;     } // if dbr} //if else
 if (fabs(dbr) > tollerance) {
        recn[recni] = sub1;
        (*recnii) = recni;
        recni++;
        if (n > mj) return 0; }
 if (n <= mj) {
        tmpi = mj + 1 - (n - n0);
        vtmpv.clear();
        for (kk=n0; kk<=tmpi; kk++) vtmpv.push_back(sub0.pncom[j-1][kk]);
                sub0.pncom[j-1] = vtmpv;
                vtmpv.clear();
 for (kk=0; kk<=nj2; kk++) vtmpv.push_back(sub0.pncom[jc[2]-1][kk]);
```

```
sub0.pncom[jc[2]-1] = vtmpv;
sub0.pncom[jc[2]-1].push_back(pntj2[n]);
if (j0 == 1) fn_dbrm(&qq, qq.size()-1, -wind, -dnn, &(sub0.pncom[jc[3]-1]));
        else sub0.pncom[jc[3]-1] = qq;
        sub0.felin[jc[3]] = mq;
        sub0.felin[j] = mj - n;
        j0 <= 1 ? dbr = wind: dbr = wind0 - wind;
        sub0.felin[0] = fn_round(0.5*dbr);
        wind0 = dbr;
#ifdef _DEBUG
        SaveInterval("\\brac_sort_op_sub0_0.prn", &(sub0.pncom[0]));
        SaveInterval("\\brac_sort_op_sub0_1.prn", &(sub0.pncom[1]));
        SaveInterval("\\brac_sort_op_sub0_2.prn", &(sub0.pncom[2]));
        SaveInterval("\\brac_sort_op_sub0_3.prn", &(sub0.pncom[3]));
#endif          } //if
if (nrc >= ind_tot) break; }//while
return 0;}
```

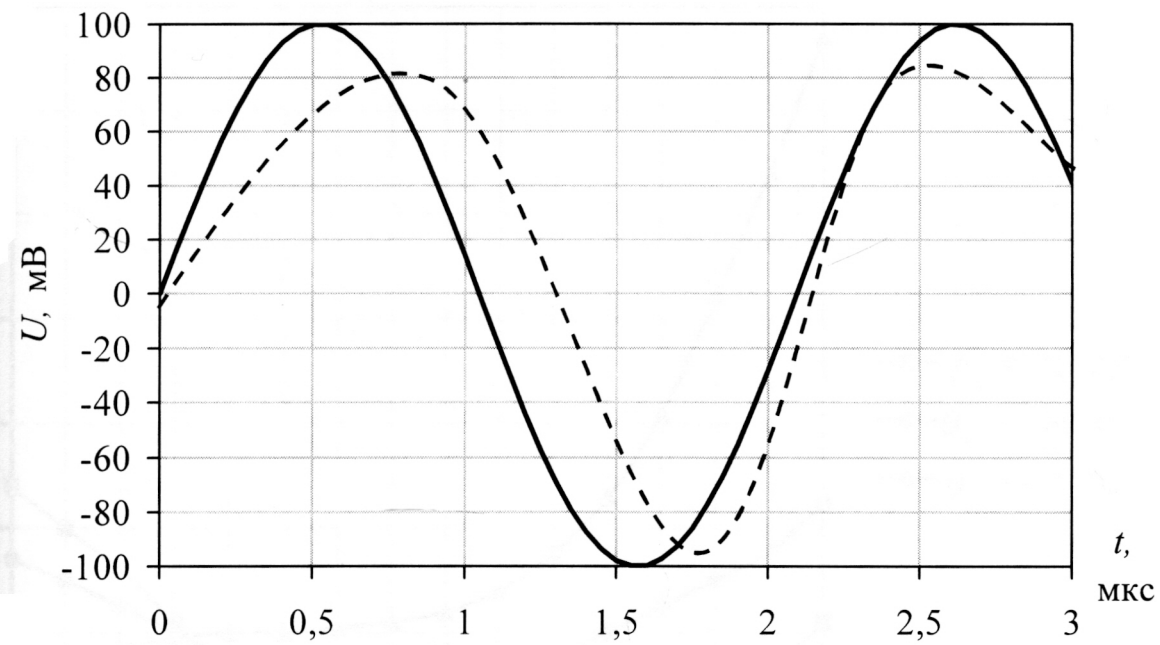
Додаток Д

Конструкція первинного перетворювача



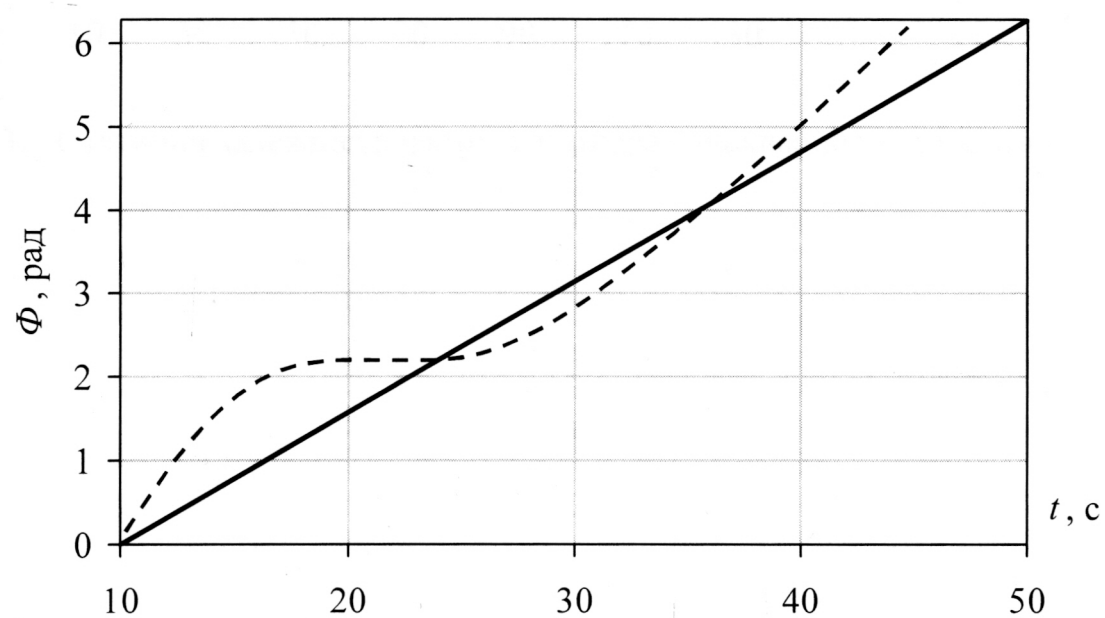
Додаток Е

Аналіз роботи чутливих елементів кварцу



ідеальне коливання реальне коливання із зміщенням

Рис. Е. 1. Фазовий зсув коливань за певний період часу.



ідеальне коливання реальне коливання із зміщенням

Рис. Е. 2. Зміни фази коливань за певний період часу.

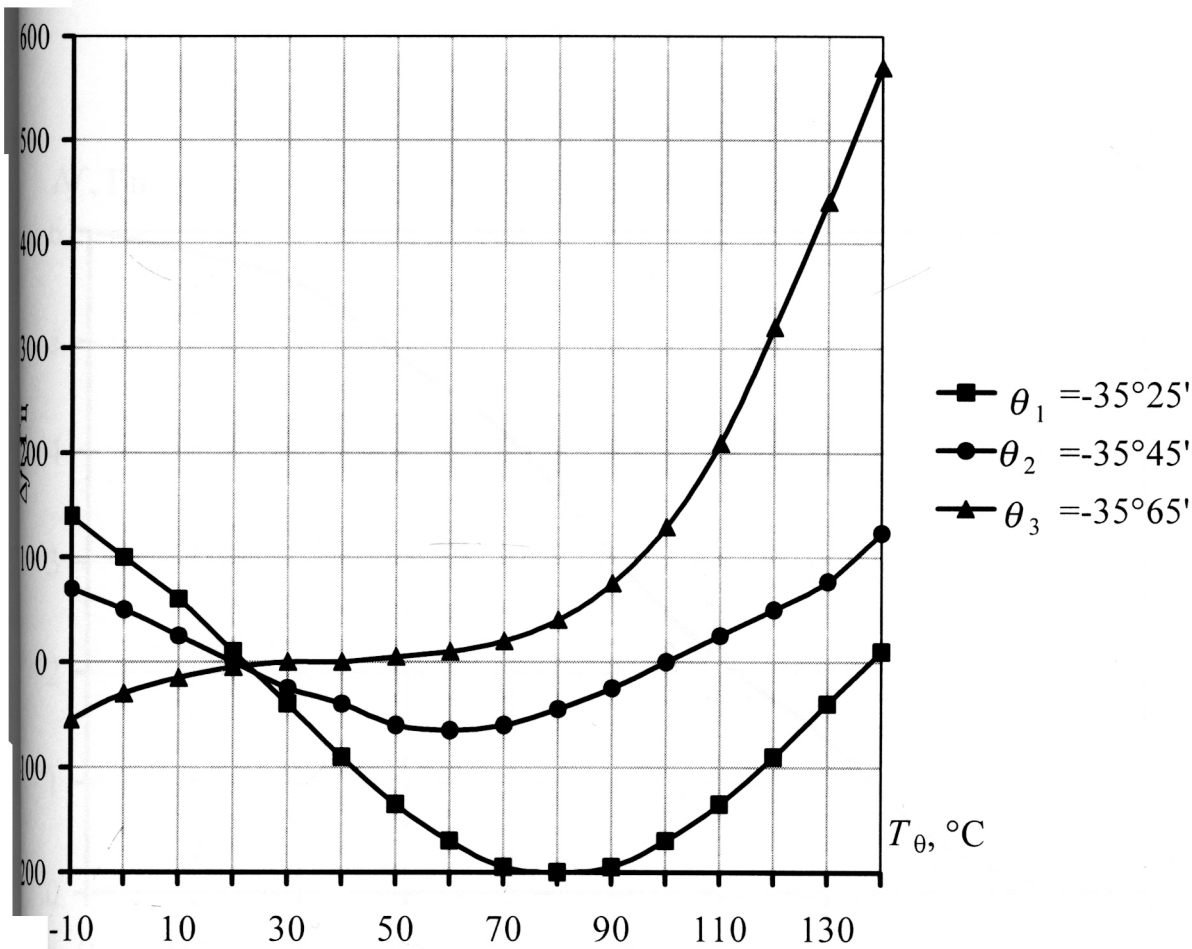


Рис. Е. 3. . Статична залежність частота-температура кварцової пластини *AT* зрізу

Додаток Ж

Аналіз процесу зміни фізичних характеристик кварцової пластини в часі

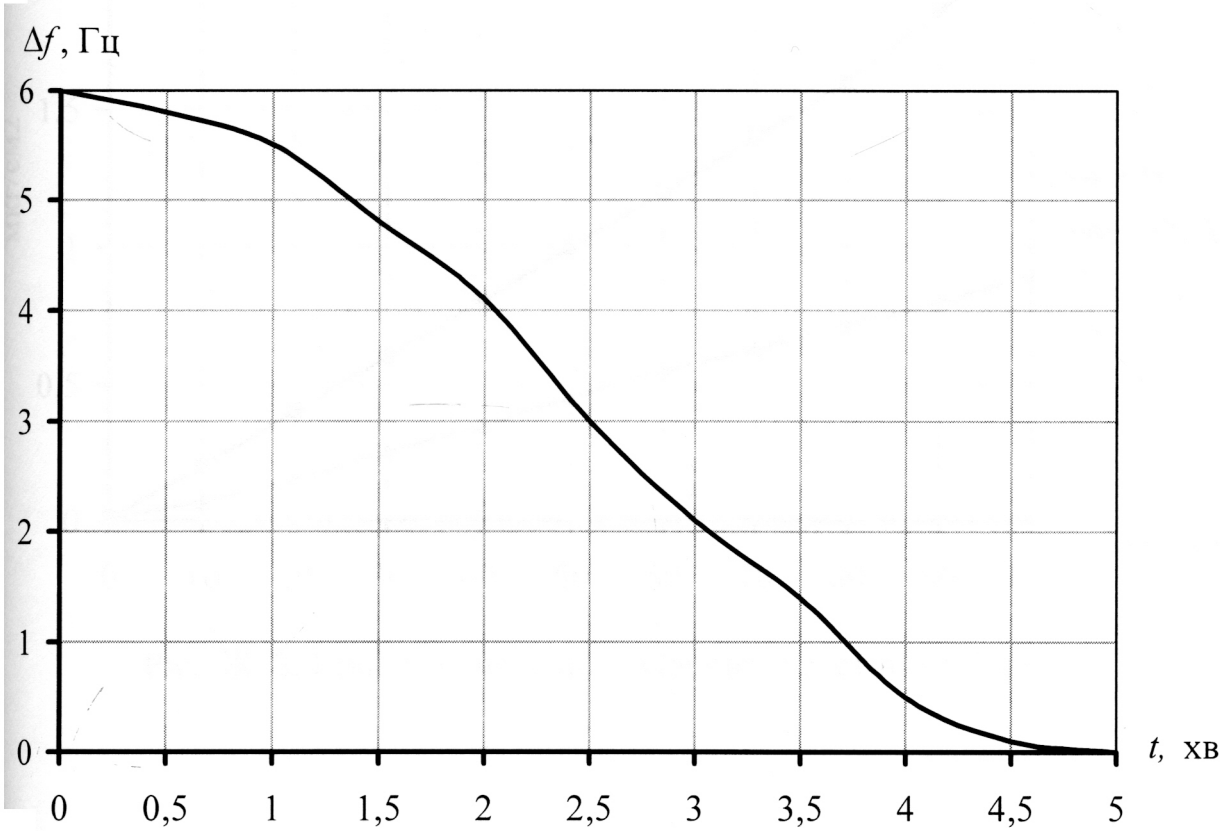


Рис. Ж. 1. Короткочасова стабілізація кварцової пластини *SC* зрізу на частоті 100 кГц.

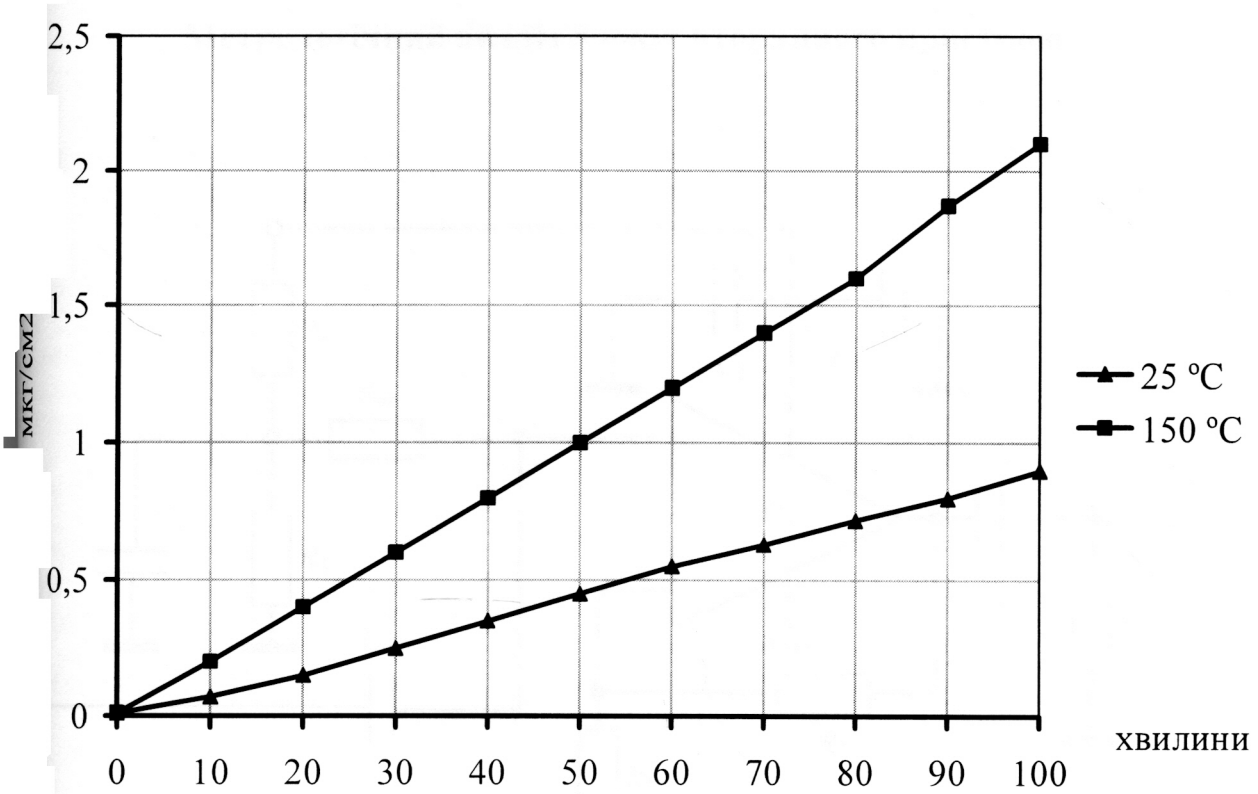


Рис. Ж. 2. Процес окислення кварцової пластини *SC* зрізу.

Таблиця. Ж.1 –

Константа дифузії при кімнатній температурі.

Пара металів які взаємодіють один з одним	Константа дифузії, $см^2/с$
Алюміній дифузує в мідь	$1.17 \cdot 10^{-2}$
Золото дифузує в мідь	$4...16 \cdot 10^{-2}$
Мідь дифузує в срібло	$5.95 \cdot 10^{-5}$
Нікель дифузію в мідь	$6.5 \cdot 10^{-5}$
Паладій дифузує в мідь	$1.6 \cdot 10^{-4}$

Додаток З

Метрологічний аналіз блоків вторинного пристрою

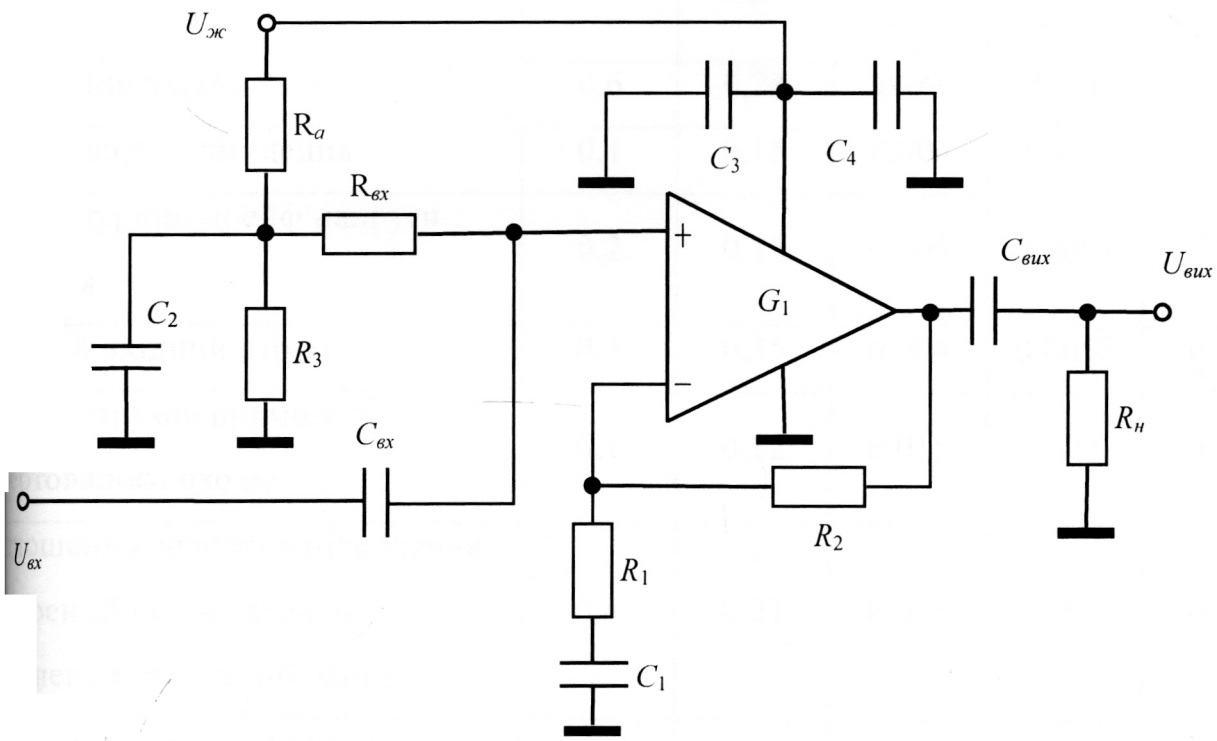


Рис. 3. 1. Схема електрична підсилювача.

Продовження додатка З

Таблиця З. 1 –

Вхідні параметри блоку підсилювача

Назва вхідного параметру	Значення коефіцієнтів				
	A	α_x	$K\left(\frac{\Delta x}{x}\right)$	$E\left(\frac{\Delta x}{x}\right)$	$\lambda\left(\frac{\Delta x}{x}\right)$
силення вхідного сигналу	0,6	0,24	0,09	0,09	0,19
дна напруга зміщення	0,1	0,15	0,004	0,003	0,26
мпературний дрейф напруги щення	0,2	0,18	0,005	0,0001	0,13
редній вхідний струм	0,3	0,35	0,004	0,0055	0,12
ниця струмів прямого та ертованого входів	0,1	0,12	0,015	0,015	0,14
ношення значення підсилення ференційної до значення силення синфазної напруг	0,4	0,21	0,005	0,008	0,52
ношення зміни вихідної руги до зміни вхідної напруги	0,5	0,13	0,004	0,002	0,67
дний опір	0,2	0,15	0,006	0,008	0,42
дна ємність	0,1	0,17	0,004	0,005	0,29
ідний опір	0,1	0,14	0,006	0,007	0,47
ум виходу	0,3	0,29	0,003	0,003	0,11
рина смуги пропускання при вномірності амплітудно-отної характеристики 0,1 дБ	0,3	0,14	0,01	0,01	0,18
идкість наростання вихідної ги при 4 В вхідному імпульсі	0,1	0,06	0,01	0,02	0,15
наростання сигналу для 0,5 В	0,1	0,07	0,16	0,19	0,21

Продовження додатка З

Таблиця З. 2 -

Вхідні параметри блоку генератора

Назва вхідного параметру	Значення коефіцієнтів				
	A	αx	$K\left(\frac{\Delta x}{x}\right)$	$E\left(\frac{\Delta x}{x}\right)$	$\lambda\left(\frac{\Delta x}{x}\right)$
Функції автогенерації	0,5	0,21	0,08	0,09	0,17
Час сумарного відклику для вхідного імпульсу 2 В	0,3	0,18	0,05	0,07	0,23
Нелінійність фази	0,2	0,11	0,03	0,04	0,08
Температурний коефіцієнт зміщення вхідного струму	0,15	0,18	0,04	0,06	0,12
Відношення зміни вхідної напруги від зміни величини напруги живлення	0,07	0,12	0,03	0,03	0,11

Таблиця З. 3 -

Вхідні параметри блоку активного фільтра

Назва вхідного параметру	Значення коефіцієнтів				
	A	α_x	$K\left(\frac{\Delta x}{x}\right)$	$E\left(\frac{\Delta x}{x}\right)$	$\lambda\left(\frac{\Delta x}{x}\right)$
творення другої гармоніки	0,2	0,14	0,08	0,09	0,17
творення третьої гармоніки	0,1	0,09	0,06	0,08	0,012
ношення енергії вихідного му до енергії вхідного	0,3	0,21	0,05	0,06	0,09
нь шуму вхідної напруги у азоні 1…200 кГц	0,1	0,18	0,02	0,04	0,08
нь вхідного шуму за мом у діапазоні 1…200 кГц	0,1	0,12	0,03	0,05	0,11

Продовження додатка З

Таблиця З. 2 -

Вхідні параметри блоку генератора

Назва вхідного параметру	Значення коефіцієнтів				
	A	αx	$K\left(\frac{\Delta x}{x}\right)$	$E\left(\frac{\Delta x}{x}\right)$	$\lambda\left(\frac{\Delta x}{x}\right)$
Функції автогенерації	0,5	0,21	0,08	0,09	0,17
Час сумарного відклику для вхідного імпульсу 2 В	0,3	0,18	0,05	0,07	0,23
Нелінійність фази	0,2	0,11	0,03	0,04	0,08
Температурний коефіцієнт зміщення вхідного струму	0,15	0,18	0,04	0,06	0,12
Відношення зміни вхідної напруги від зміни величини напруги живлення	0,07	0,12	0,03	0,03	0,11

Таблиця З. 3 -

Вхідні параметри блоку активного фільтра

Назва вхідного параметру	Значення коефіцієнтів				
	A	α_x	$K\left(\frac{\Delta x}{x}\right)$	$E\left(\frac{\Delta x}{x}\right)$	$\lambda\left(\frac{\Delta x}{x}\right)$
потворення другої гармоніки	0,2	0,14	0,08	0,09	0,17
потворення третьої гармоніки	0,1	0,09	0,06	0,08	0,012
ідношення енергії вихідного уму до енергії вхідного	0,3	0,21	0,05	0,06	0,09
івень шуму вхідної напруги у апазоні 1…200 кГц	0,1	0,18	0,02	0,04	0,08
івень вхідного шуму за румом у діапазоні 1…200 кГц	0,1	0,12	0,03	0,05	0,11

Додаток К

Основні параметри проведення акустичного неруйнівного контролю технічного стану газопроводів пластинчатими хвилями

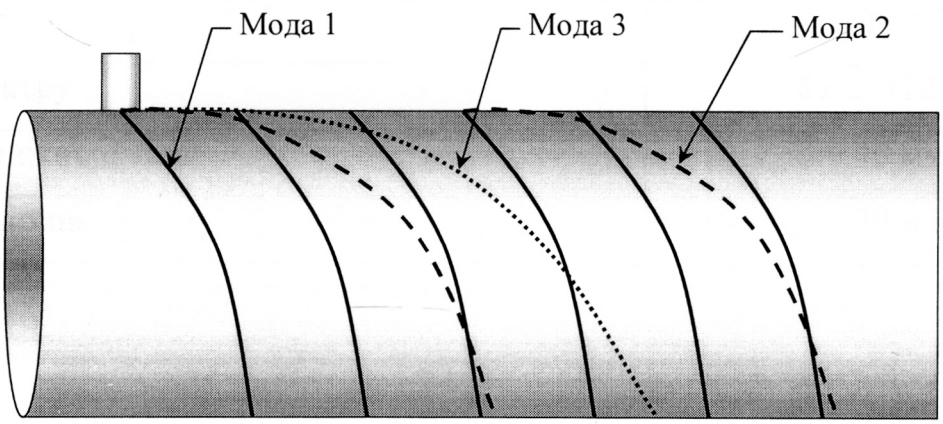


Рис. К. 1. Поширення пластинчатих хвиль в трубі.

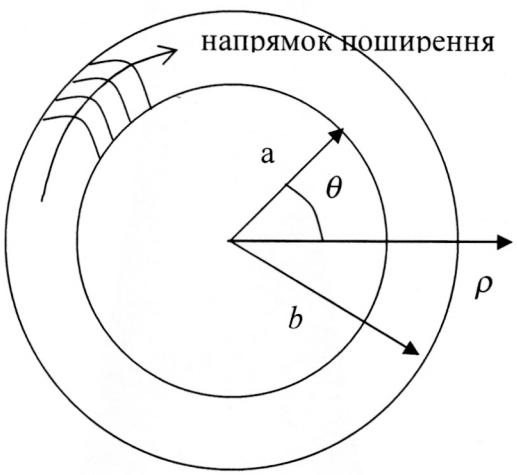


Рис. К. 2. Поперечний переріз циліндра:

a – внутрішній радіус, b – зовнішній радіус циліндра; ρ, θ - полярні координати.

Таблиця К. 1 –

Частотні параметри ультразвукового первинного перетворювача

Назва параметру	Значення
ір кристалу	34 мм
ота	100 кГц
ина спектру	87 ... 112 кГц
ичина ближньої зони	46 мм
актна площа	39 мм

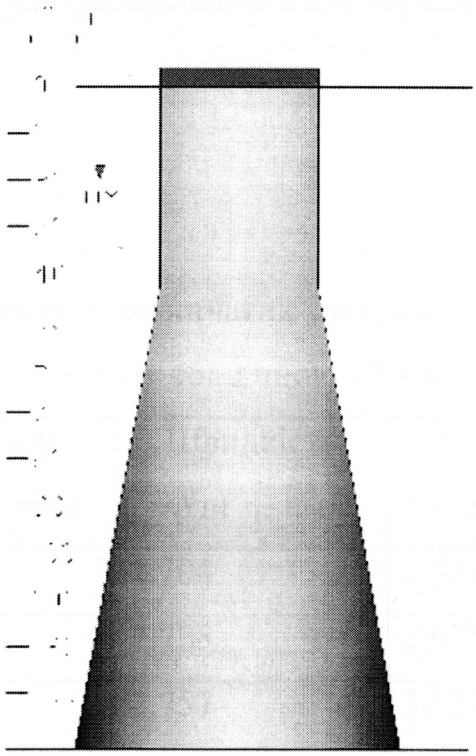


Рис. К. 3. Форма ультразвукового поля первинного перетворювача.

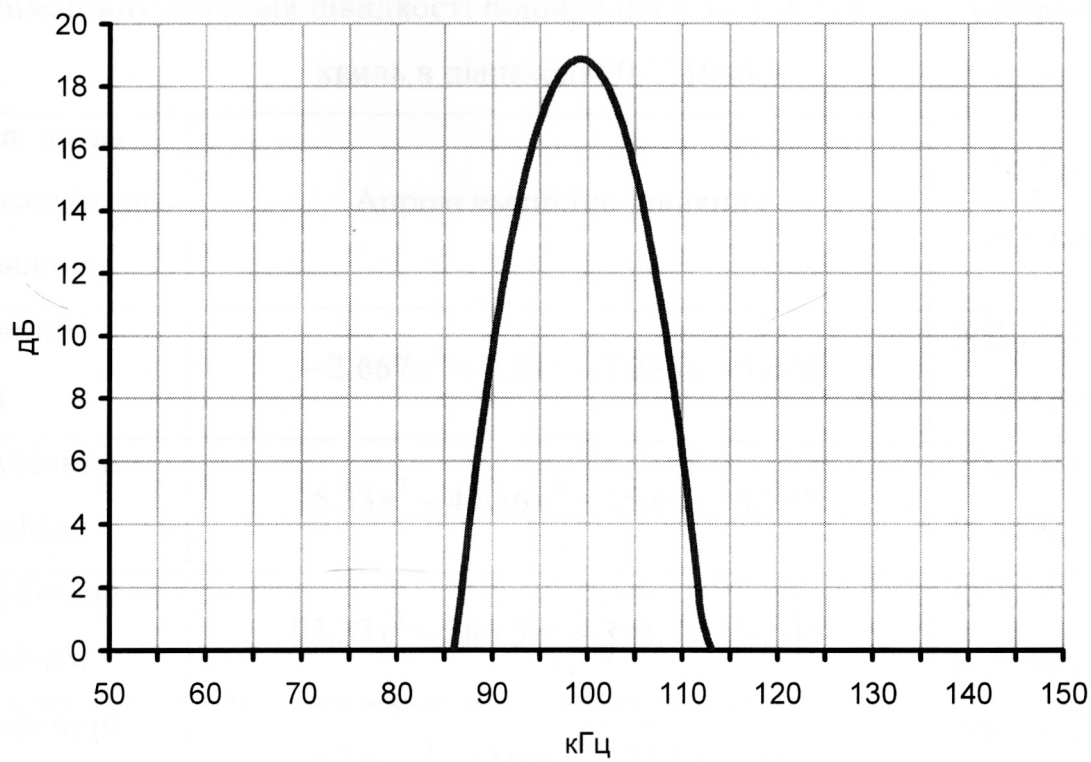


Рис. К. 4. Діаграма ультразвукового поля первинного перетворювача.

Таблиця К. 2 –

начення групової швидкості пластинчатих ультразвукових хвиль від частоти для металу товщиною 15 мм.

Частота, кГц	Швидкість моди a_0, км/с	Швидкість моди s_0, км/с	Швидкість моди a_1, км/с	Швидкість моди s_1, км/с
	3,063	2,704	2,811	5,012
	3,054	2,725	2,978	4,894
0	3,046	2,757	3,027	4,628
5	0,037	2,763	3,064	4,063
0	3,025	2,803	3,123	3,271

Продовження додатка К

Продовження таблиці К. 3

s_0, кубічний сплайн	Відрізки [0.90;0.95], [0.95;1.00], [1.00;1.05], [1.05;1.10]. Коефіцієнти: p = 0,99999, pp_1: [4,5974; -23,455; 48,545; -29,688], pp_2: [0; 0,68961; -2,8286; 4,4532], pp_3: [0,46292; 0,4974; 0,39045; 0,47169], pp_4: [2,7036, 2,7273, 2,751, 2,7695]	SSE: 0 R-square: 1
s_1, кубічний сплайн	Відрізки [0.90;0.95], [0.95;1.00], [1.00;1.05], [1.05;1.10] .Коефіцієнти: p = 0,99999, pp_1: [-207,57; -195,87; 109,69; 293,75], pp_2: [0; -31,136; -60,516; -44,063], pp_3: [-2,2065; -3,7633; -8,3459; -13,575], pp_4: [5,0293; 4,893; 4,6025; 4,0477]	SSE: 0 R-square: 1

Таблиця К. 4 –

начення фазової швидкості пластинчатих ультразвукових хвиль від частоти для металу товщиною 15 мм.

Частота, кГц	Швидкість моди a_0, км/с	Швидкість моди s_0, км/с	Швидкість моди a_1, км/с	Швидкість моди s_1, км/с
	1,162	1,273	2,956	4,145
	1,165	1,268	2,761	4,083
	1,171	1,256	2,503	4,042
	1,173	1,260	2,392	3,845
	1,176	1,264	2,244	3,682

Продовження додатка К

Таблиця К. 5 –

проксимаційні рівняння швидкості поширення мод пластинчатих ультразвукових хвиль в діапазоні 90...110 кГц

Мода, назва оксимаційного рівняння	Апроксимаційне рівняння	Параметри апроксимації
a_0, кубічний поліном	$-1.333x^3 + 3.886x^2 - 3.688x + 2.306$	SSE: 2.057e-006 R-square: 0.9846
s_0, кубічний поліном	$4.667x^3 - 13.03x^2 + 11.97x - 2.344$	SSE: 2.173e-005 R-square: 0.8771
a_1, кубічний поліном	$17.33x^3 - 45.11x^2 + 34.5x - 4.178$	SSE: 0.002218 R-square: 0.9932
s_1, кубічний поліном	$8.667x^3 - 32.23x^2 + 44.06x - 12.48$	SSE: 0.001924 R-square: 0.9869
a_0, кубічний сплайн	Відрізки [0.90;0.95], [0.95;1.00], [1.00;1.05], [1.05;1.10]. Коефіцієнти: p = 0,99999, pp_1: [2,2616; -5,7738; 3,592; -0,079823], pp_2: [0; 0,33925; -0,52683; 0,011973], pp_3: [0,071508; 0,08847; 0,079091; 0,053348], pp_4: [1,1618; 1,1657; 1,1702; 1,1733]	SSE: 0 R-square: 1
a_1, кубічний сплайн	Відрізки [0.90;0.95], [0.95;1.00], [1.00;1.05], [1.05;1.10]. Коефіцієнти: p = 0,99999, pp_1: [-33,624; 172,52; -144,16; 5,2607], pp_2: [0; -5,0436; 20,835; -0,7891], pp_3: [-4,2156; -4,4677; -3,6782; -2,6759], pp_4: [2,9588; 2,7438; 2,5294; 2,3795]	SSE: 0 R-square: 1

Продовження додатка К

Продовження таблиці К. 5

s_0, кубічний сплайн	Відрізки [0.90;0.95], [0.95;1.00], [1.00;1.05], [1.05;1.10]. Коефіцієнти: p = 0,99999, pp_1: [-3,9854; 19,916; -12,279; -3,6509], pp_2: [0; -0,59781; 2,3895; 0,54764], pp_3: [-0,13651; -0,1664; -0,076818; 0,070041], pp_4: [1,2733; 1,266; 1,2587; 1,2593]	SSE: 0 R-square: 1
s_1, кубічний сплайн	Відрізки [0.90;0.95], [0.95;1.00], [1.00;1.05], [1.05;1.10] .Коефіцієнти: p = 0,99999, pp_1: [-12,108; -145,98; 160,16; -2,0735], pp_2: [0; -1,8162; -23,714; 0,31102], pp_3: [-1,0068; -1,0976;; -2,3741; -3,5442], pp_4: [4,146; 4,0942; 4,0165; 3,8585]	SSE: 0 R-square: 1

Таблиця К. 6 –

Залежність фазової швидкості пластинчатих хвиль від товщини матеріалу при частоті 100 кГц

Зміна товщини, мм	Швидкість моди a_0, км/с	Швидкість моди s_0, км/с	Швидкість моди a_1, км/с	Швидкість моди s_1, км/с
1	1,227	1,512	2,627	4,358
0,5	1,204	1,348	2,565	4,108
0	1,171	1,256	2,503	4,042
-0,5	1,143	1,193	2,441	3,976
-1	1,118	1,025	2,256	3,91
-1,5	1,094	0,973	2,071	3,984
-2	1,043	1,035	1,768	3,985
-2,5	1,027	1,096	1,704	3,874
-3	1,003	1,154	1,657	3,845

Продовження додатка К

Таблиця К. 7 –

Апроксимаційні рівняння зміни швидкості поширення мод пластинчатих ультразвукових хвиль від зміни товщини в межах +1...-3 мм

Мода, назва апроксимаційного рівняння	Апроксимаційне рівняння	Параметри апроксимації
, кубічний оліном	$-0.001401x^3 - 0.004392x^2 + 0.05728x + 1.175$	SSE: 0.0002628 R-square: 0.9948
, кубічний оліном	$-0.03591x^3 - 0.1344x^2 + 0.2217x + 2.541$	SSE: 0.01651 R-square: 0.9863
, кубічний оліном	$-0.01081x^3 + 0.0373x^2 + 0.2339x + 1.246$	SSE: 0.00838 R-square: 0.9651
, кубічний оліном	$0.03283x^3 + 0.1323x^2 + 0.1647x + 4.018$	SSE: 0.007499 R-square: 0.9605
a_0, кубічний сплайн	Відрізки [-3,0;-2,5], [-2.5;-2.0], [-2.0;-1.5], [-1.5;-1.0], [-0.5; 0.0], [0.0; 0.5], [0.5; 1.0]. Коефіцієнти: p = 0,9863, pp_1: [0,00028396; 0; 0,042922; 1,003], pp_2: [0,0306; 0,000425; 0,043135; 1,0245], pp_3: [-0,053069; 0,046339; 0,066517; 1,05], pp_4: [0,016737; -0,03326; 0,073054; 1,0882], pp_5: [0,010907; -0,00816; 0,052342; 1,1185], pp_6: [-0,000852; 0,0082; 0,052362; 1,144],	SSE: 0 R-square: 1
	pp_7: [-0,014109; 0,006921; 0,0599; 1,1721], pp_8: [0,009494; -0,014241; 0,056263; 1,202]	

Продовження додатка К

Продовження таблиці К. 7

a_1, кубічний сплайн	Відрізки [-3,0;-2,5], [-2.5;-2.0], [-2.0;-1.5], [-1.5;-1.0], [-0.5; 0.0], [0.0; 0.5], [0.5; 1.0]. Коефіцієнти: p = 0,9863, pp_1: [0,074086; 0,0; 0,071858; 1,6508], pp_2: [0,16989; 0,11113; 0,12742; 1,696], pp_3: [-0,31907; 0,36597; 0,36597; 1,8087], pp_4: [0,012828; -0,11263; 0,49264; 2,0433], pp_5: [-0,072493; -0,093387; 0,38964; 2,2631], pp_6: [0,11327; -0,20213; 0,24188; 2,4255], pp_7: [0,028232; -0,032217; 0,12471; 2,5101], pp_8: [-0,0067547; 0,010132; 0,11367; 2,5679]	SSE: 0 R-square: 1
s_0, кубічний сплайн	Відрізки [-3,0;-2,5], [-2.5;-2.0], [-2.0;-1.5], [-1.5;-1.0], [-0.5; 0.0], [0.0; 0.5], [0.5; 1.0]. Коефіцієнти: p = 0,9863, pp_1: [-0,012001; 0; -0,12198; 1,155], pp_2: [0,029892; -0,018001; -0,13098; 1,0925], pp_3: [0,13485; 0,026837; -0,12656; 1,0263], pp_4: [-0,0275; 0,22911; 0,0014061; 0,98654], pp_5: [-0,22039; 0,18772; 0,20982; 1,0411], pp_6: [0,11133; -0,14287; 0,23224; 1,1654], pp_7: [0,067208; 0,024119; 0,17287; 1,2597], pp_8: [-0,083287; 0,12493; 0,24739; 1,3605]	SSE: 0 R-square: 1
s_1, кубічний сплайн	Відрізки [-3,0;-2,5], [-2.5;-2.0], [-2.0;-1.5], [-1.5;-1.0], [-0.5; 0.0], [0.0; 0.5], [0.5; 1.0]. Коефіцієнти: p = 0,9863, pp_1: [0,062109; 0; 0,094656; 3,8398],	SSE: 0 R-square: 1

	pp_2: [-0,18888; 0,093164; 0,14124; 3,8949], pp_3: [0,04853; -0,19016; 0,092739; 3,9652], pp_4: [0,2152; -0,11737; -0,061025; 3,9701], pp_5: [-0,11068; 0,20543; -0,016992; 3,9372], pp_6: [0,0071097; 0,039417; 0,10543; 3,9662], pp_7: [0,15538; 0,050082; 0,15018; 4,0296], pp_8: [-0,18877; 0,28315; 0,3168; 4,1367]	

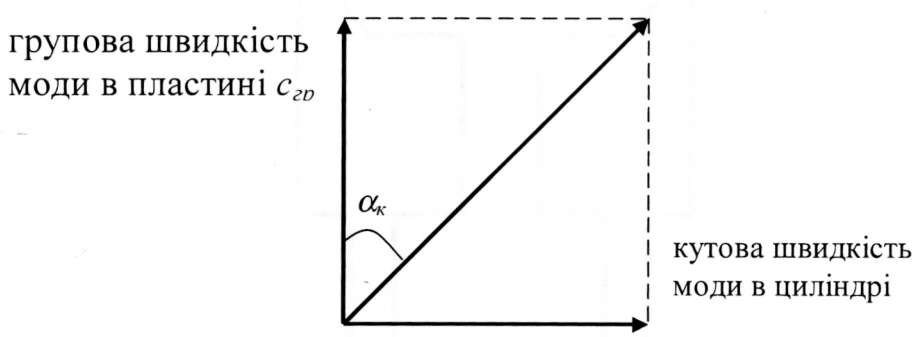


Рис. К. 5. Кут відхилення моди пластинчатої хвилі від осі труби.

Додаток Л

Основні параметри проведення тензометричного неруйнівного контролю

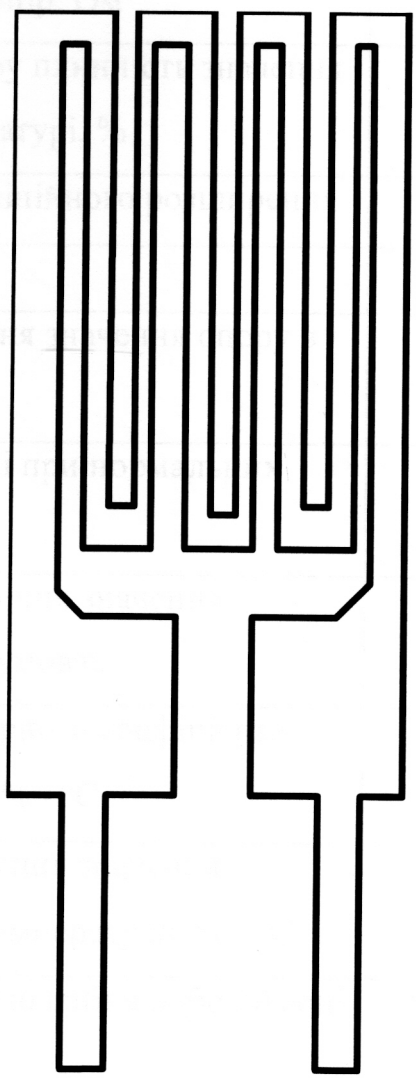


Рис. Л. 1. Напівпровідниковий тензодавач марки КФ5П1.

Таблиця Л. 1 –

Характеристики тензодавачів типу КФ5П1

Назва характеристики	Значення
Номінальний електричний опір, Ом	100
Група якості, визначає часову плинність значення опору при кімнатній температурі, %	0,3
Температурний коефіцієнт лінійного розширення	$12 \cdot 10^{-6}$
Габаритні розміри, мм	8,3 x 4,7
Граничне відносне відхилення значення опору в партії від номінального, %	0,35
Середнє значення чутливості при нормальних умовах	2,1
Середнє квадратичне відхилення значення чутливості при нормальних умовах	0,02
Середнє значення температурного коефіцієнта чутливості від температури, % · °С	0,9
Середнє квадратичне відхилення значення коефіцієнта чутливості від температури, % · °С	0,02
Мінімальне значення опору ізоляції в робочій зоні температур, МОм	500
Матеріал підкладки	бакелітова плівка
Максимальне значення струму живлення, мА	25
Діапазон робочих температур, °С	-50 ... +70
Матеріал	константанова фольга

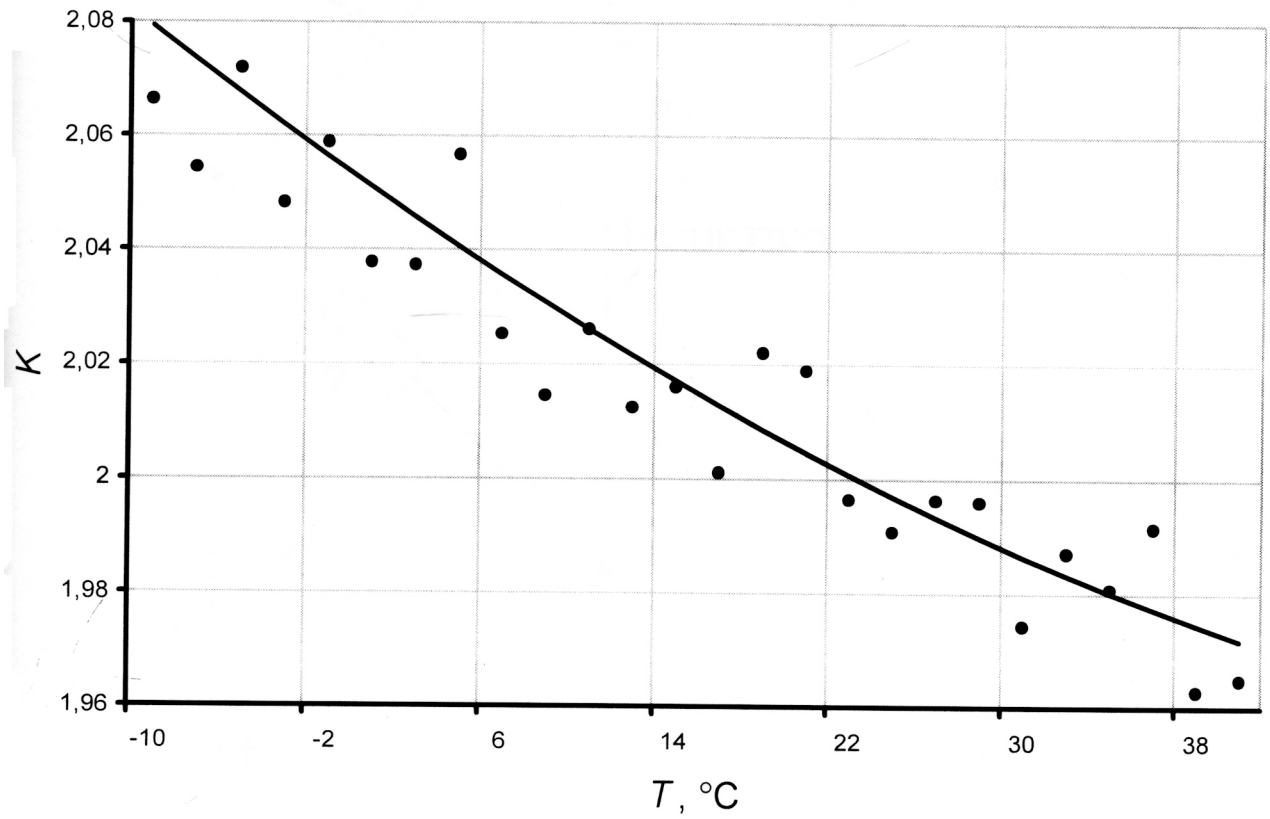


Рис. Л. 2. Залежність тензочутливості від температури.

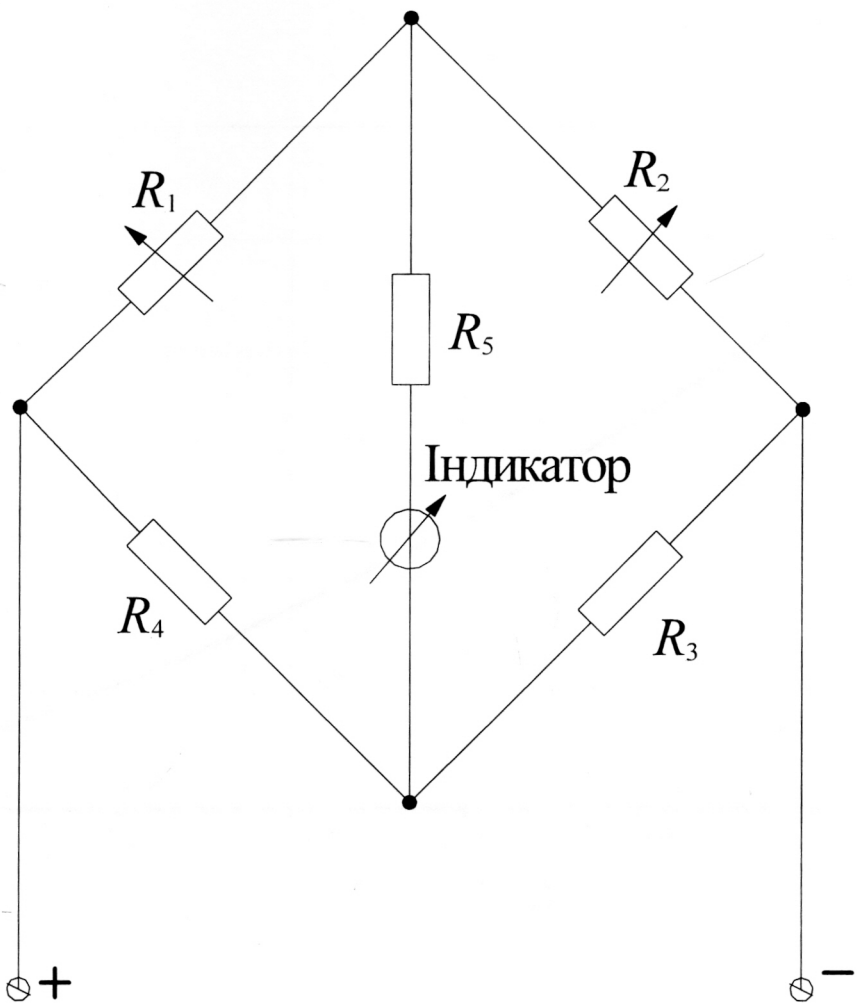
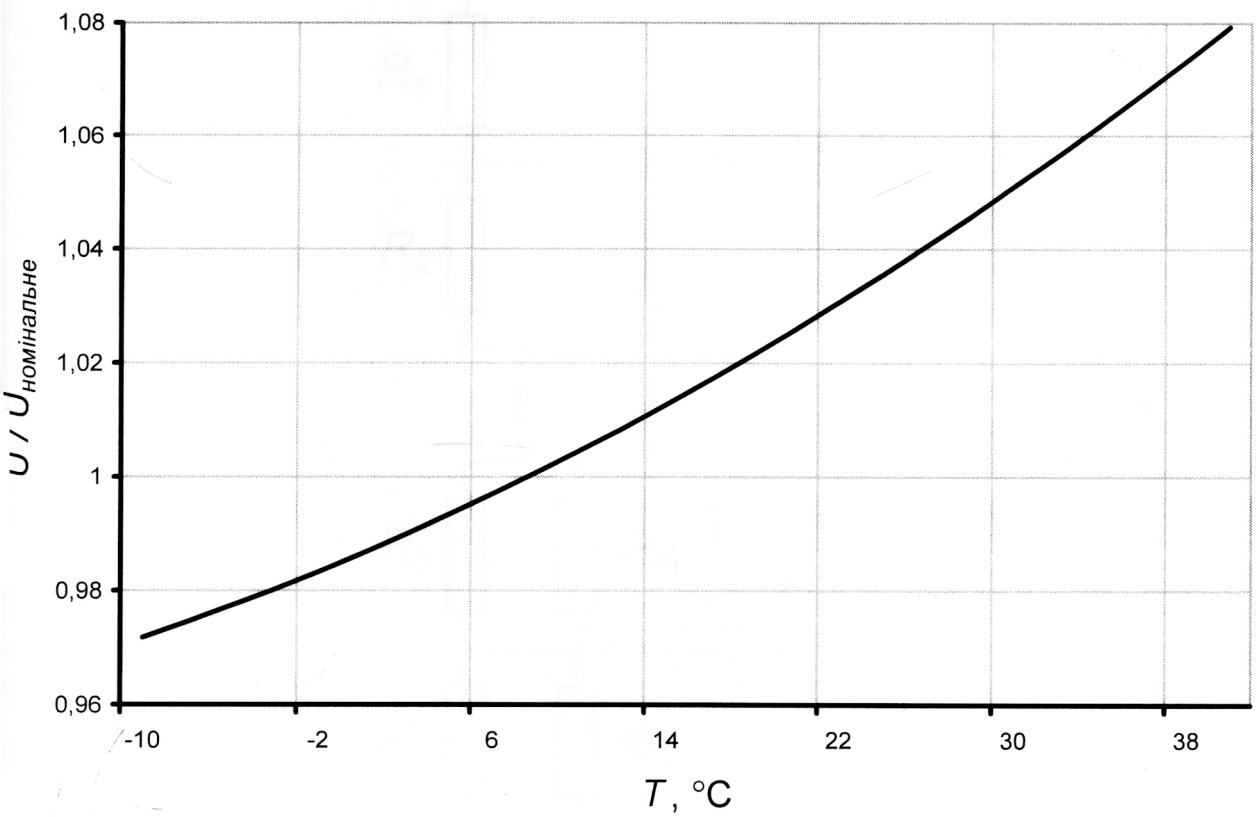
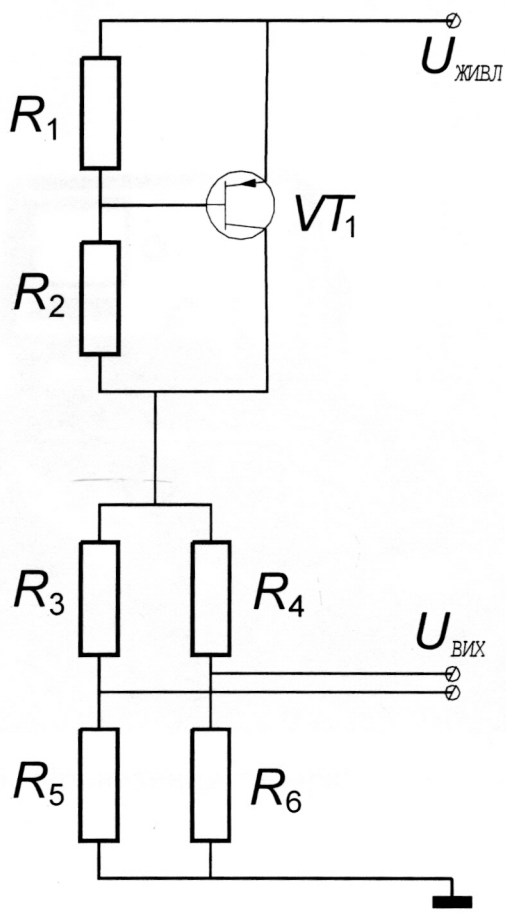


Рис. Л. 3. Мостова схема з включенням тензодавача марки КФ5П1 в два плеча.



ис. Л. 4. Значення зміни напруги живлення тензодавача при його термокомпенсації.



ис. Л. 5. Електрична принципова схема термокомпенсації тензодавача по напрузі.

Додаток М

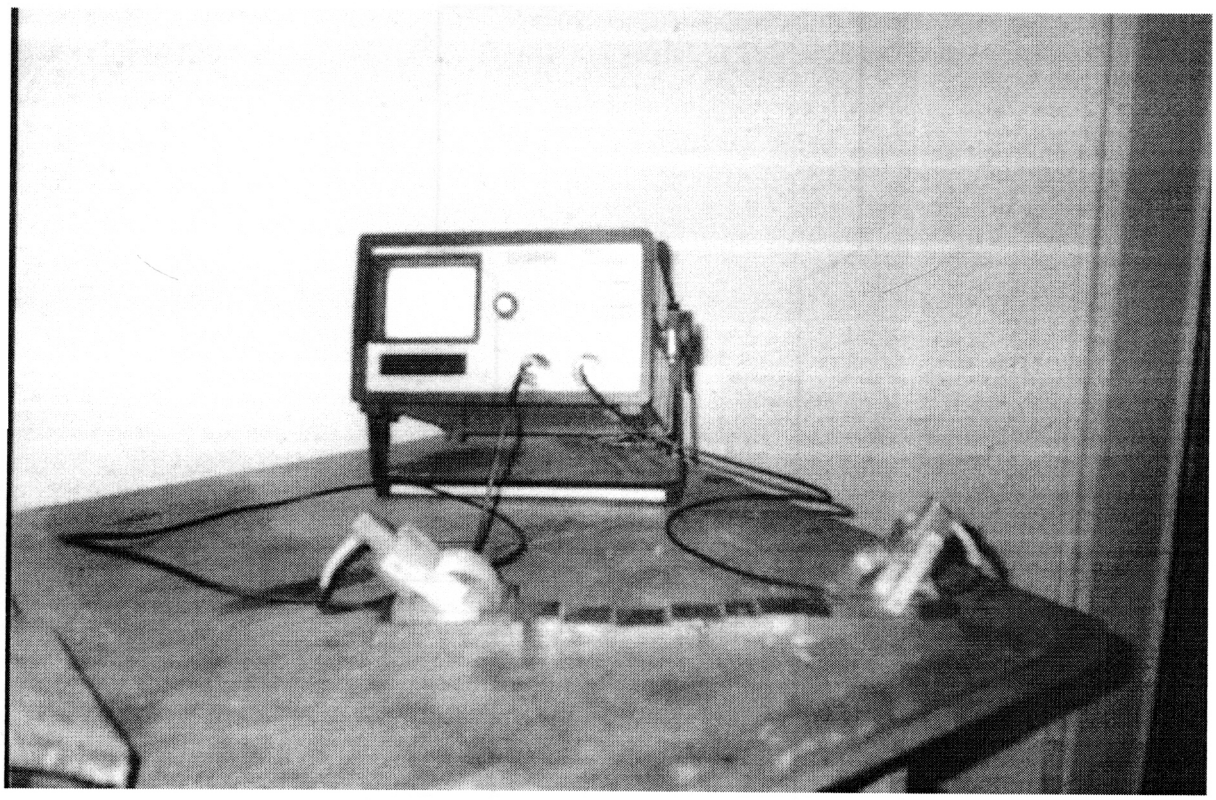


Рис. М. 1. Проведення лабораторних досліджень.

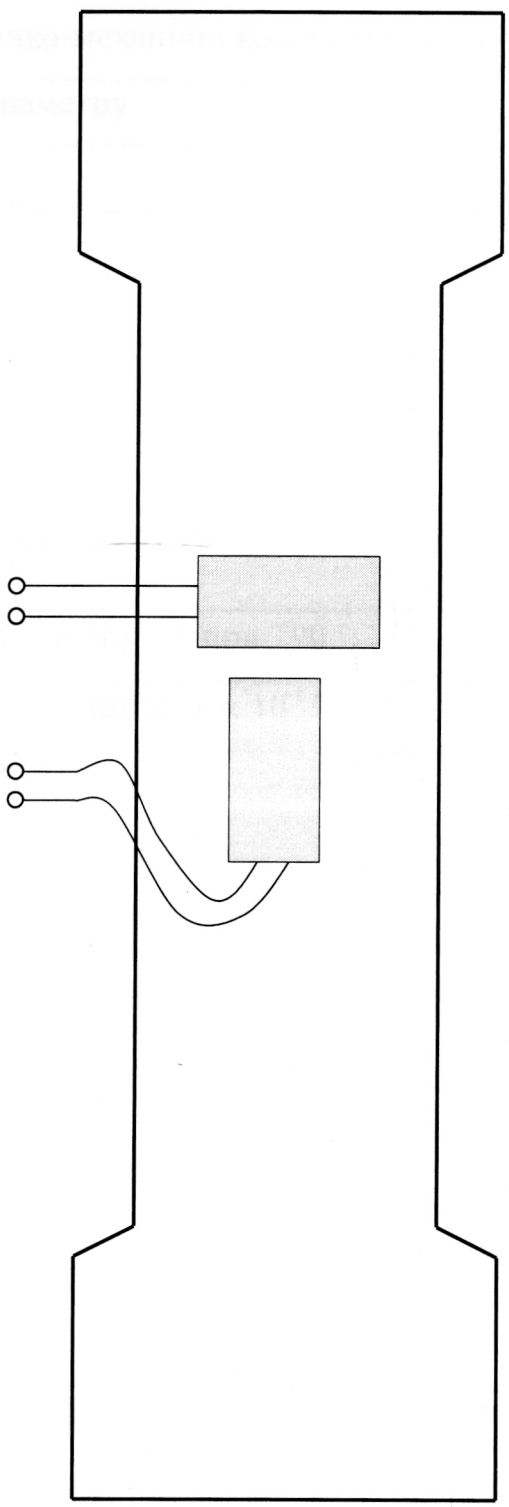


Рис. М. 2. Розміщення тензодавачів на зразку сталі марки Х 40.

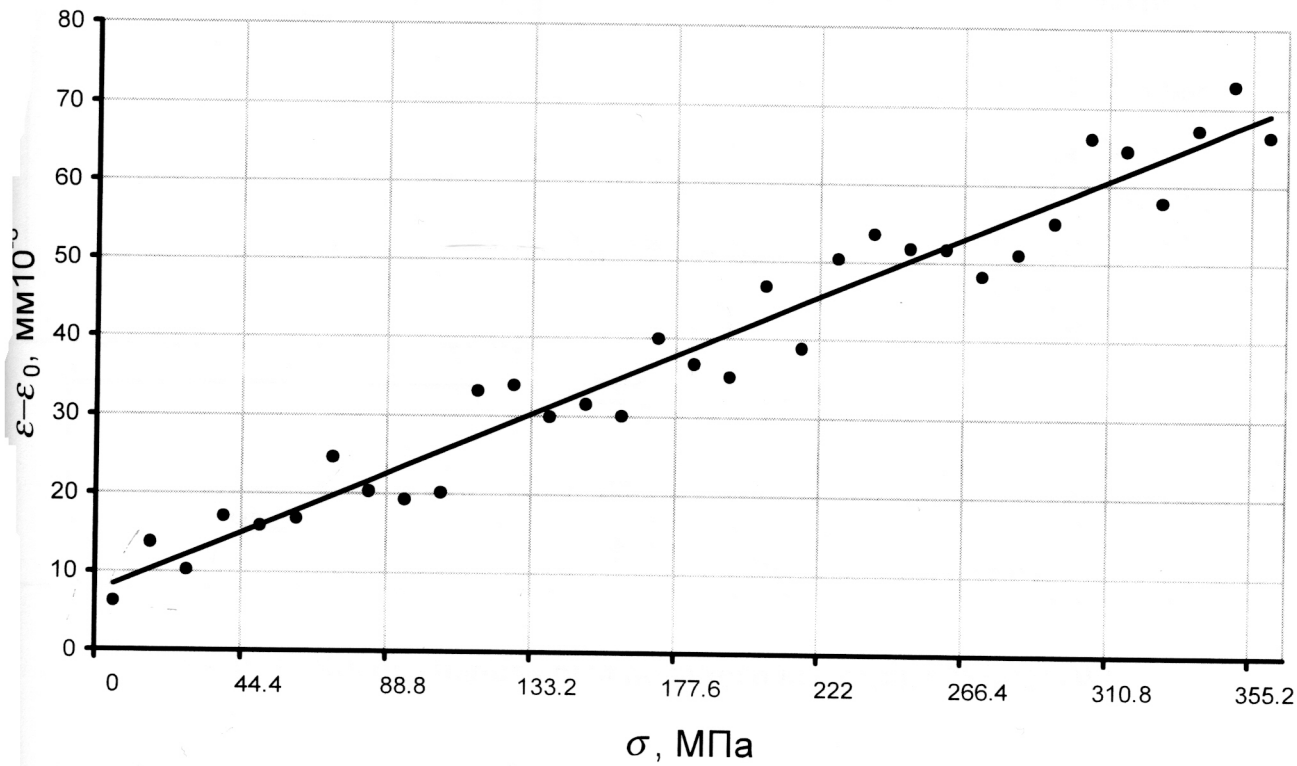
Додаток Н

Фізико-механічні константи сталі Х 40

Назва параметру	Значення
Густина, кг/м^3	7845
Коефіцієнт Пуассона	0,28
Границя міцності, МПа	518,8
Границя плинності, МПа	353,4
Площа стиску, %	57,2
Розтяг, %	30,2
Твердість, НВ	149
Ударна в'язкість, при 25 °С і відпуску при 790 °С	44,3
Коефіцієнт температурного розширення, 10^{-6}/°С	13,6

Додаток П

Залежність показів тензометра від величини напруження



Додаток Р

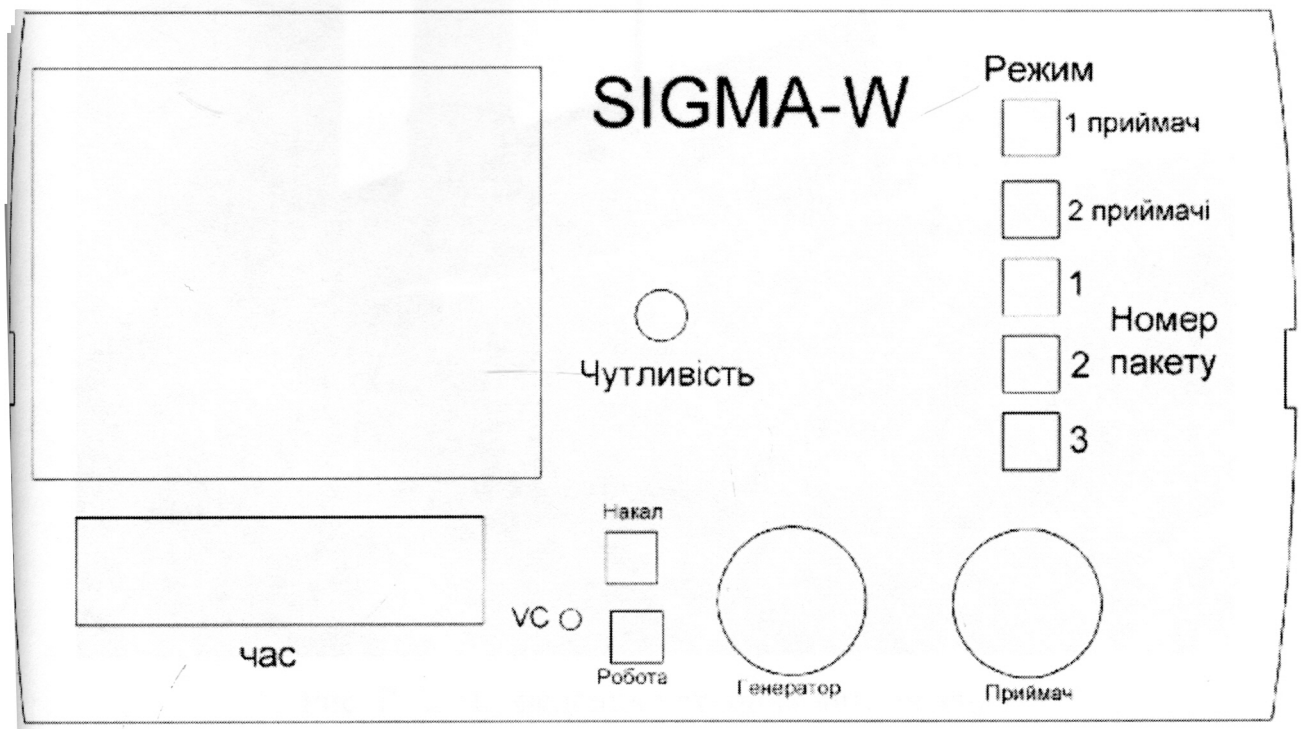


Рис. Р. 1. Лицева панель розробленого пристрою "Sigma-W".

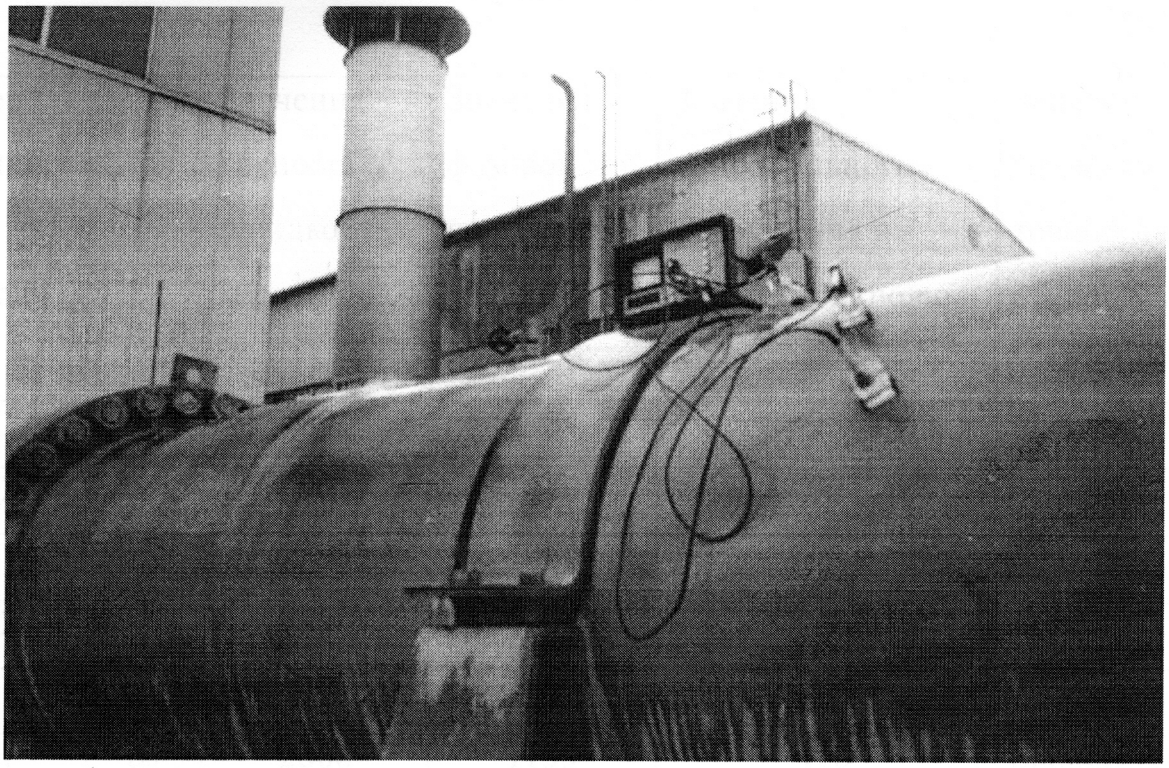


Рис. Р. 2. Проведення натурних вимірювань.

Додаток С

Контроль напружень розробленим пристроєм виштовхувального трубопроводу газокомпресорного агрегату № 1 Кременчуцького лінійно-виробничого управління

Номер ділянки газо-проводу	Мода	Значення групової швидкості, м/с	Значення фазової швидкості, м/с	Значення максимального напруження на ділянці контролю, МПа	Значення мінімальної товщини стінки, мм
1.1	a_0	2892	1084	95	більше 12 мм
1.2	a_0	2901	1066	90	більше 12 мм
2.1	a_0	2895	1060	95	більше 12 мм
2.2	a_0	2884	1096	100	більше 12 мм
3.1	a_0	2877	1109	105	більше 12 мм
4.1	a_0	2866	1133	110	більше 12 мм
5.1	a_0	2854	1157	120	більше 12 мм
5.2	a_0	2860	1151	115	більше 12 мм
6.1	a_0	2858	1127	115	більше 12 мм
7.1	a_0	2866	1102	110	більше 12 мм
7.2	a_0	2883	1072	100	більше 12 мм
7.3	a_0	2878	1090	105	більше 12 мм
7.4	a_0	2858	1060	115	більше 12 мм
8.1	a_0	2845	1066	125	більше 12 мм
8.2	a_0	2835	1090	130	більше 12 мм
9.1	a_0	2852	1115	120	більше 12 мм
9.2	a_0	2862	1078	115	більше 12 мм
10.1	a_0	2867	1084	110	більше 12 мм
10.2	a_0	2850	1121	120	більше 12 мм

Продовження таблиці

11.1	a_0	2860	1157	115	більше 12 мм
12.1	a_0	2885	1181	100	більше 12 мм
12.2	a_0	2895	1192	95	більше 12 мм
13.1	a_0	2909	1151	85	більше 12 мм
13.2	a_0	2919	1145	80	більше 12 мм
1.1	a_1	2857	2027	95	більше 12 мм
1.2	a_1	2866	1916	90	більше 12 мм
2.1	a_1	2857	1881	95	більше 12 мм
2.2	a_1	2848	2105	100	більше 12 мм
3.1	a_1	2838	2182	105	більше 12 мм
4.1	a_1	2829	2332	110	більше 12 мм
5.1	a_1	2810	2463	120	більше 12 мм
5.2	a_1	2820	2433	115	більше 12 мм
6.1	a_1	2820	2296	115	більше 12 мм
7.1	a_1	2829	2143	110	більше 12 мм
7.2	a_1	2848	1952	100	більше 12 мм
7.3	a_1	2838	2066	105	більше 12 мм
7.4	a_1	2820	1881	115	більше 12 мм
8.1	a_1	2801	1916	125	більше 12 мм
8.2	a_1	2792	2066	130	більше 12 мм
9.1	a_1	2810	2221	120	більше 12 мм
9.2	a_1	2820	1989	115	більше 12 мм
10.1	a_1	2829	2027	110	більше 12 мм
10.2	a_1	2810	2259	120	більше 12 мм
11.1	a_1	2820	2463	115	більше 12 мм
12.1	a_1	2848	2562	100	більше 12 мм
12.2	a_1	2857	2594	95	більше 12 мм
13.1	a_1	2875	2433	85	більше 12 мм

Продовження таблиці

13.2	a_1	2884	2401	80	більше 12 мм
1.1	s_0	2582	1016	95	більше 12 мм
1.2	s_0	2589	1009	90	більше 12 мм
2.1	s_0	2583	1010	95	більше 12 мм
2.2	s_0	2570	1029	100	більше 12 мм
3.1	s_0	2563	1048	105	більше 12 мм
4.1	s_0	2552	1104	110	більше 12 мм
5.1	s_0	2532	1179	120	більше 12 мм
5.2	s_0	2543	1159	115	більше 12 мм
6.1	s_0	2541	1088	115	більше 12 мм
7.1	s_0	2554	1038	110	більше 12 мм
7.2	s_0	2570	1009	100	більше 12 мм
7.3	s_0	2560	1021	105	більше 12 мм
7.4	s_0	2542	1010	115	більше 12 мм
8.1	s_0	2525	1009	125	більше 12 мм
8.2	s_0	2515	1021	130	більше 12 мм
9.1	s_0	2535	1060	120	більше 12 мм
9.2	s_0	2540	1012	115	більше 12 мм
10.1	s_0	2550	1016	110	більше 12 мм
10.2	s_0	2535	1074	120	більше 12 мм
11.1	s_0	2540	1179	115	більше 12 мм
12.1	s_0	2571	1270	100	більше 12 мм
12.2	s_0	2582	1319	95	більше 12 мм
13.1	s_0	2597	1159	85	більше 12 мм
13.2	s_0	2608	1140	80	більше 12 мм
1.1	s_1	4422	3958	95	більше 12 мм
1.2	s_1	4430	3959	90	більше 12 мм
2.1	s_1	4420	3957	95	більше 12 мм

Продовження таблиці

2.2	s_1	4408	3955	100	більше 12 мм
3.1	s_1	4398	3953	105	більше 12 мм
4.1	s_1	4385	3956	110	більше 12 мм
5.1	s_1	4363	3980	120	більше 12 мм
5.2	s_1	4374	3971	115	більше 12 мм
6.1	s_1	4375	3954	115	більше 12 мм
7.1	s_1	4388	3954	110	більше 12 мм
7.2	s_1	4410	3959	100	більше 12 мм
7.3	s_1	4396	3957	105	більше 12 мм
7.4	s_1	4378	3957	115	більше 12 мм
8.1	s_1	4351	3959	125	більше 12 мм
8.2	s_1	4341	3957	130	більше 12 мм
9.1	s_1	4366	3953	120	більше 12 мм
9.2	s_1	4377	3959	115	більше 12 мм
10.1	s_1	4389	3958	110	більше 12 мм
10.2	s_1	4363	3953	120	більше 12 мм
11.1	s_1	4377	3980	115	більше 12 мм
12.1	s_1	4407	4036	100	більше 12 мм
12.2	s_1	4420	4080	95	більше 12 мм
13.1	s_1	4444	3971	85	більше 12 мм
13.2	s_1	4454	3965	80	більше 12 мм